PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7 — 1. April 1934 — Redaktionsschluß für Nr. 9 am 14. April 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Jaeger, Die physikalische Beziehung zwischen dem „Röntgen" (*r*) und der sogenannten Radium-Dosiseinheit „mgeh/cm". S. 273.

J. Kluge, Frequenzuntersetzung durch Stromrichter bei kapazitiver Last. S. 275.

B. v. Borries und M. Knoll, Die Schwärzung photographischer Schichten durch Elektronen und elektronenerregte Fluoreszenz. S. 279.

R. Fleischer und P. Görlich, Über zusammengesetzte Photo-Kathoden. S. 289.

F. Kirchner und H. Neuert, Über die Reichweiten der Trümmer von Lithium und Bor bei Beschießung mit schnellen Protonen. S. 292.

A. Szalay, Intensitätsbestimmungen zur Erklärung der depolymerisierenden Wirkung der Ultraschallwellen. S. 293.

H. Mache, Ergänzung und Berichtigung zur Notiz: „Anwendung von Ähnlichkeitsbetrachtungen auf die Strömung der Elektrizität in Gasen". S. 296.

Vorträge von der 17. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 8. und 9. Januar 1934 zu Halle a. S.:

H. Teichmann, Das Thyratron als α-Teilchenzähler. S. 299.

F. Wisshak, Über die Wahrscheinlichkeit der Doppelionisation im Röntgengebiet. S. 301.

H. Funk, Über die Ionisierungsfunktion der Edelgase. S. 302.

Berichte:

W. Meißner, Bericht über die magnetokalorische Erzeugung extrem tiefer Temperaturen. S. 303.

Zuschriften:

U. Retzow, Über die Wärmeausdehnung des Reinbakelits. S. 310.

Besprechungen:

K. F. Bonhoeffer u. P. Harteck, Grundlagen der Photochemie. S. 311.

E. Fischer, Einführung in die physikalische Chemie. S. 311.

Jahrbuch des Forschungsinstituts der AEG. 3. Band. S. 311.

V. F. Lenzen, The Nature of Physical Theory. S. 312.

Nachrichten, S. 312.

ABHANDLUNGEN.

Die physikalische Beziehung zwischen dem „Röntgen" (*r*) und der sogenannten Radium-Dosiseinheit „mgeh/cm".

Von Robert Jaeger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In den letzten Jahren sind verschiedene Arbeiten erschienen, die sich zur Aufgabe gemacht haben, eine Beziehung zwischen der Röntgen-Dosiseinheit, dem „Röntgen" (*r*)[1] und der bei der Dosierung der *Ra*-Strahlen benutzten Einheit mgeh/cm (Milligramm-Radiumelementstunde in 1 cm Entfernung vom Präparat)[1] aufzustellen. Die Vergleiche wurden teils von Physikern und teils von Medizinern entweder mit Ionisationskammern oder auf dem Umweg über die biologische Reaktion der HED (Haut-Einheitsdosis) ausgeführt. Im Grunde gehören auch alle Vergleichsmessungen zwischen der französischen *R*-Einheit nach Solomon und dem deutschen bzw. internationalen Röntgen hinzu, da sich die französische *R*-Einheit auf eine Radiummessung gründet[2].

1) Die 1928 auf dem Internationalen Radiologenkongreß in Stockholm festgelegte Definition, der bis auf die Bezugstemperatur die Definition von H. Behnken zugrunde liegt, lautet: „Die internationale Einheit der Röntgenstrahlung wird dargestellt durch die Röntgenstrahlenmenge, die bei voller Ausnutzung der sekundären Elektronen und unter Vermeidung der Wandwirkungen in der Ionisationskammer in einem Kubikzentimeter atmosphärischer Luft bei 0° C und 76 cm Quecksilberdruck eine solche Leitfähigkeit bewirkt, daß eine Ladung von einer elektrostatischen Einheit bei Sättigungsstrom gemessen wird. Die internationale Einheit der Röntgenstrahlung wird das ‚Röntgen' genannt und durch den Buchstaben ‚*r*' bezeichnet."

1) Die abgekürzte Schreibweise der Radiumdosiseinheit wird in medizinischen Arbeiten angewandt und ist bezüglich der physikalischen Dimensionen irreführend.

2) Die Definition der Solomonschen Einheit lautet: „Die Einheit ist die Röntgenstrahlenintensität, die dieselbe Ionisation hervorruft wie 1 g Radiumelement, das in einer Entfernung von 2 cm von der Ionisationskammer koaxial zu ihr fixiert ist, wobei die Strahlung durch 0,5 mm Platin filtriert wird. Die Strahlenmenge ist gegeben durch das Produkt der Strahlenintensität, ausgedrückt in *R*/sec, multipliziert mit der Zeit der Applikation" (J. Solomon in J. Wetterer, Internationale Radiotherapie Bd. 2, 1926/27, S. 779).

Von den zahlreichen Vergleichsmessungen der letzten Art sei hier nur diejenige von H. Behnken und R. Jaeger[1]) erörtert, bei der ausführlich die Schwierigkeiten der Gammastrahlmessung und der Einfluß der räumlichen Ausdehnung des Präparates und der Kammer dargelegt wurden. Diese Messungen verfolgten nicht das Ziel, eine absolute Gammastrahlbestimmung auszuführen. Es sollten nur reproduzierbare Bedingungen für die Definition der Solomonschen Einheit geschaffen werden. Demgemäß war weder auf die Vermeidung eines Streustrahlenzusatzes noch auf die völlige Unterdrückung der weichen Gammakomponente von *RaB* Bedacht genommen. Unter Berücksichtigung der damals zu ungefähr 8 Proz. bestimmten Sekundärstrahlung der Bleiunterlage des Präparates ergab sich, daß 1 mgeh/cm bei einem Filter von 0,5 mm *Pt* 8,8 Röntgen entspricht, in Übereinstimmung mit Mayneord (vgl. die Tabelle[2])[3]). Diese Zahl stellt aber sicherlich einen relativ hohen Wert dar, weil einmal ein relativ dünnes Filter von nur 0,5 mm *Pt* benutzt und außerdem das Filter unmittelbar auf das Präparat gelegt wurde, so daß eine relativ große Zusatzdosisleistung durch im Filter ausgelöste Elektronenstrahlung auftrat. Demgemäß liegen auch die von anderen Autoren angegebenen Zahlen, wie die Tabelle zeigt, durchweg niedriger. Sie weisen aber auch untereinander ganz beträchtliche Unterschiede auf, die sicherlich ihren Grund in den Unterschieden der von den verschiedenen Autoren ganz nach Willkür verschieden gewählten Versuchsbedingungen haben. Wahrscheinlich spielen bei den auf Ionisationsmessungen beruhenden Vergleichen die oben erwähnten Sekundäreffekte eine Rolle. Bei der Benutzung biologischer Reaktionen kommen noch andere im Wesen des biologischen Geschehens begründete Einflüsse hinzu.

Autor	Methode	Filter	1 mgeh/cm =
Mayneord[3])	Ionisation	0,5 mm *Pt*	8,7 *r*
Glasser und Mautz[4])	Ionisation	0,5 mm *Pt*	7,4 *r*
Stahel[5])	Ionisation	2 mm *Pt*	7,5 *r*
Jona[6])	Ionisation	2,6 mm Messing	6,5 *r*
Braun[7])	Biolog. Reakt.	1 mm *Pt*	4,06 *r*
Neeff[8])	Biolog. Reakt.		4,4 *r*

1) H. Behnken und R. Jaeger, Strahlentherapie **29**, 483, 1928.
2) Vgl. auch Th. C. Neeff, Medizin. Klinik 1934, S. 2.
3) W. V. Mayneord, British Journ. of Rad. 4, 693, 1931.
4) Glasser und Mautz, Strahlentherapie **34**, 845, 1929.
5) Stahel, Strahlentherapie **31**, 582, 1929.
6) Jona, Strahlentherapie **32**, 775, 1929; vgl. H. Holthusen, Strahlentherapie **46**, 273, 1933.
7) Braun, Strahlentherapie **38**, 11, 1930.
8) Neeff, l. c.

Alles in allem lehrt diese historische Übersicht, daß die als 1 mgeh/cm bezeichnete Angabe die Dosis der *Ra*-Strahlung keineswegs eindeutig definiert und somit auch einer eindeutigen Auswertung in *r* nicht fähig ist. Es müssen vielmehr, damit die Ausmessung in *r* eindeutig werden kann, zunächst einmal die Versuchsbedingungen einheitlich festgelegt werden.

Soweit sich übersehen läßt, ist allen Autoren entgangen, daß sich die gewünschte physikalische Beziehung überaus einfach aus einer Zahl berechnen läßt, die dem mit radioaktiven Stoffen arbeitenden Physiker schon lange als sog. Evesche Konstante K bekannt ist. Es soll hier ganz kurz gezeigt werden, wie sich aus dieser Konstante die gesuchte Beziehung ergibt, die so genau gilt, wie man überhaupt heute die Ionisationsmessung von Gammastrahlen ausführen kann. Die Evesche Konstante K bedeutet diejenige Zahl von Ionenpaaren, die von den Gammastrahlen von 1 Curie *RaC* in 1 cm Entfernung pro ccm freier Luft und sec erzeugt werden. 1 Curie ist die mit 1 g *Ra* im Gleichgewicht stehende Menge.

Die experimentelle Bestimmung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, wurde zuerst von A. S. Eve[1]) in den Jahren 1906–1914 mit allen Vorsichtsmaßregeln und aller Kritik, die die experimentellen Schwierigkeiten erforderlich machen, vorgenommen. Eve kam im Mittel auf die Zahl $K = 4{,}26 \cdot 10^9$, reduziert auf 0° C und 760 mm Quecksilberdruck. Von späteren Bestimmungen der Konstanten sei hier nur noch die von Arno W. Reitz[2]) erwähnt, die ebenfalls mit großer Sorgfalt ausgeführt wurde. Reitz arbeitete wie Eve mit den Strahlen des *RaC* und einer 6 mm starken Bleifilterung, um alle primären Betastrahlen und auch die Gammakomponente von *RaB* auf ein verschwindendes Maß herunterzudrücken. Das Ergebnis lautet: $K = 4{,}30 \cdot 10^9$, reduziert auf 0° C und 760 mm. Die Übereinstimmung mit Eve ist also sehr gut. Für die Umrechnung in *r* soll das Mittel aus beiden Zahlen von Eve und Reitz, also

$$K = 4{,}28 \cdot 10^9$$

benutzt werden.

Nach der obigen Definition berechnet sich aus K die Zahl der pro mg und Stunde erzeugten

1) A. S. Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906; **22**, 551, 1911; **24**, 433, 1912; **27**, 394, 1914. Vgl. auch K. W. F. Kohlrausch, Hdb. d. exp. Phys. Bd. XV, 1928, S. 183; V. F. Heß, Phys. Rev. (2) **19**, 73, 1922.
2) A. W. Reitz, Zeitschr. f. Phys. **69**, 259, 1931.

Ionen zu $15{,}4 \cdot 10^9$. Diese entsprechen $15{,}4 \cdot 10^9 \cdot 4{,}77 \cdot 10^{-10} = 7{,}35$ elektrostatischen Einheiten, da jedes Ion eine Elementarladung transportiert. Nach der Definition des Röntgen entspricht aber 1 elektrostatische Einheit pro ccm Luft gerade einem Röntgen (r), so daß sich die Beziehung ergibt

$$1 \text{ mgeh/cm} = 7{,}35\, r.$$

Diese Zahl stimmt überraschend gut mit den Ergebnissen von Glasser und Mautz und Stahel überein[1]). Bezüglich der Abweichung der sonstigen Werte von der aus der Eveschen Konstanten berechneten Zahl ist darauf hinzuweisen, daß bei der Bestimmung der Eveschen Konstanten die Filterung so gewählt wurde, daß fast ausschließlich die Gammastrahlung von *RaC* gemessen wurde. Da medizinische Präparate oft weniger stark gefiltert sind, stellt der obige Wert 7,35 einen Minimalwert dar. Bei allen darüber liegenden Zahlen wurde wahrscheinlich Gammastrahlung von *RaB* oder Betastrahlung mitgemessen.

Für freundliche Hinweise bin ich Herrn Dr. H. Fränz herzlichen Dank schuldig.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe der Eveschen Konstanten, für die der Mittelwert aus den sorgfältigen Bestimmungen von Eve und Reitz, $K = 4{,}28 \cdot 10^9$ für 0° und 760 mm Druck gewählt wird, läßt sich die Beziehung zwischen dem Röntgen (r) und der sog. Radium-Dosiseinheit „mgeh/cm" berechnen. Gefunden wurde der Wert 7,35. Er stellt einen Minimalwert dar, weil bei der Messung der Eveschen Konstanten allein die Gammastrahlung von *RaC* zur Wirkung kommt, während bei vielen medizinischen Präparaten die Filterung nicht so stark ist, um nicht auch Anteile der Gammastrahlung des *RaB* zur Wirkung kommen zu lassen. Ist das der Fall, so hängt die Beziehung zwischen dem Röntgen und der Größe mgeh/cm selbst stark von der gewählten Filterung ab.

Die Beziehungen zwischen der Röntgen- und der Radiumeinheit sind folgendermaßen:

1 mgeh/cm = 7,35 Röntgen	1 Röntgen = 0,136 mgeh/cm
1 mgeh/cm erzeugt $15{,}4 \cdot 10^9$ Ionenpaare in 1 ccm Luft bei Normalbedingungen.	1 Röntgen erzeugt $2{,}1 \cdot 10^9$ Ionenpaare in 1 ccm Luft bei Normalbedingungen.
1 mgeh/cm entspricht 0,81 erg pro ccm Luft absorbierter *Ra-C*-Gammastrahlenenergie.	1 Röntgen entspricht 0,11 erg pro ccm Luft absorbierter Röntgenstrahlenenergie.

1) Laut Mitteilung des Herrn Dr. K. H. Zimmer (Strahlenforsch.-Inst. d. Univ. Berlin, Prof. Friedrich) stimmen auch seine Werte mit dem obigen gut überein.

(Eingegangen 24. Februar 1934.)

Frequenzuntersetzung durch Stromrichter bei kapazitiver Last.

Von J. Kluge.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Inhalt. Ein an Wechselspannung geschalteter Stromrichter kann bei geeigneter Wahl des Zündwinkels und der Zeitkonstante des kapazitiv Ohmschen Lastwiderstandes zur Frequenzuntersetzung der Wechselspannung benutzt werden. Es wird die Wirkungsweise der Frequenzuntersetzung besprochen und durch Oszillogramme erläutert.

Einleitung. Wird ein Stromrichter bei kapazitiver Last an das Wechselstromnetz geschaltet, so erhält man als grundsätzliche Anordnung eine Schaltung, wie sie in Abb. 1 dargestellt ist. Der Kondensator C und der Widerstand R bestimmen zusammen die Zeitkonstante des Stromkreises. Der Strombegrenzungswiderstand W spielt in der Schaltung eine Nebenrolle. Mit einer solchen Schaltung konnten H. Klemperer und K. Strobl sowohl kapazitive als auch induktive Blindströme erzeugen[1]). Wesentlich für die Wirkungsweise der Schaltung ist die sich am Kondensator C bildende Spannung u_C. Wenn man zunächst von dem Widerstand W absieht, so liegt am Stromrichter nur die Differenzspannung zwischen der positiven Halbwelle der Netzspannung u und zwischen der Kondensatorspannung u_C. Der Stromrichter zündet bei dem durch Gitterregelung eingestellten Zündwinkel. Als Zündwinkel wird dabei der Phasenwinkel zwischen dem Beginn der positiven Halbwelle der Netzspannung u und dem Zündaugenblick bezeichnet. Die Gitterregelung kann z. B. nach der bekannten Phasenschaltung erfolgen[2]). Durch den gezündeten Stromrichter wird der Kondensator aufgeladen, und die Spannung u_C nimmt so weit zu, bis sie den durch die Netzspannung gegebenen Wert erreicht. Die am Stromrichter liegende Differenzspannung ist dann gleich Null, der Stromrichter verlöscht. Im Sperrzustand des Stromrichters ist der Kondensator und der parallel liegende Widerstand sich selbst überlassen und entlädt sich entsprechend der Zeitkonstante langsam über

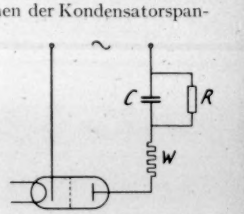


Abb. 1. Grundsätzliche Schaltung eines netzbetriebenen Stromrichters bei kapazitiver Last.

1) Arch. f. Elektrot. **27**, 485–488, 1933.
2) Gen. Elect. Rev. **32**, 390–399, 1929.

diesen Widerstand, bis die Differenzspannung wieder zur Zündung ausreicht.

Wirkungsweise der Frequenzuntersetzungsanordnung.

Im folgenden wird gezeigt, wie man einen Stromrichter bei kapazitiver Last zur Untersetzung der Netzfrequenz verwenden kann. Der vollständige Aufbau der verwendeten Schaltung ist in Abb. 2 zu sehen (Teil mit starker Strichzeichnung). Die Wirkungsweise der Frequenz-

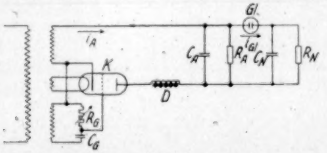


Abb. 2. Vollständige Schaltung eines Stromrichters für Frequenzuntersetzung.

untersetzung beruht darauf, daß die Kondensatorspannung u_C infolge der besonders groß gewählten Zeitkonstanten $C_A \cdot R_A$ nur langsam abklingt. Die am Stromrichter liegende Differenzspannung $u - u_C$ kann daher in einer oder mehr folgenden Perioden noch nicht zur wiederholten Zündung ausreichen. Erst wenn $u - u_C$ einen der Gitterspannung entsprechenden Wert erreicht hat, zündet der Stromrichter von neuem.

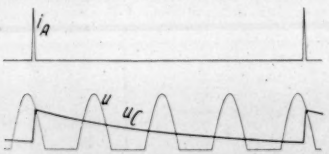
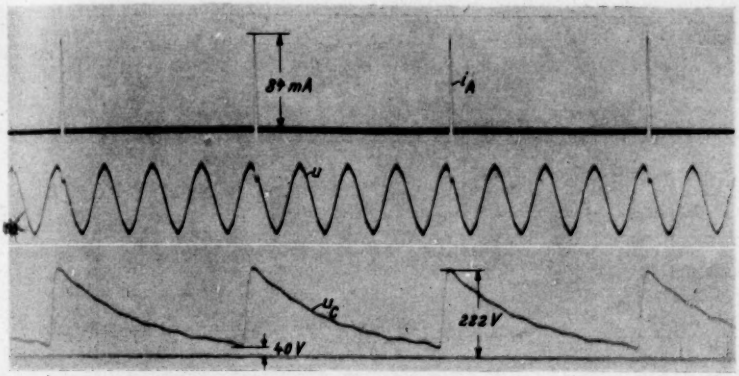


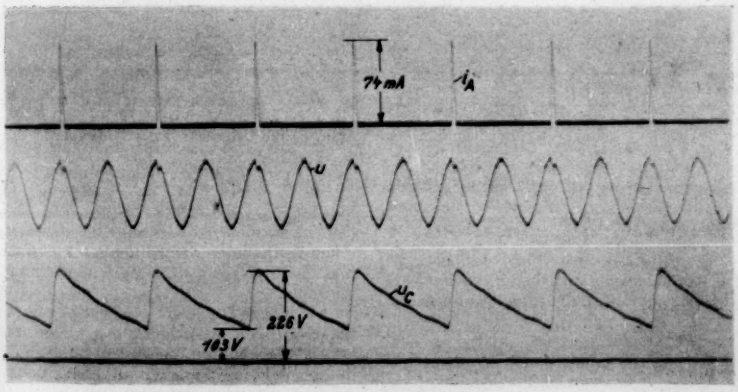
Abb. 3. Gezeichneter Verlauf von i_A, u und u_C zur Erklärung der Frequenzuntersetzung (4 : 1).

Zum weiteren Verständnis sind diese Zusammenhänge in der Abb. 3 für ein Untersetzungsverhältnis 4 : 1 dargestellt. Man erkennt den Anstieg von u_C während der Lichtbogendauer des Stromrichters. Diese Zeitdauer ist sehr klein, da $u - u_C$ wegen des großen Zündwinkels ($> \pi/2$) schnell abklingt (Abb. 3). Die als Strombegrenzungswiderstand dienende Drossel D ist bei dieser Darstellung vernachlässigt, da sie für das gesamte Verständnis ohne Belang ist. Aus dem gleichen Grund kann die kleine Löschspannung des Stromrichters vernachlässigt werden. Die Drossel dient dazu, die Stromspitze von i_A in erlaubten Grenzen zu halten. Man erkennt aus der Abb. 3, daß durch den Spannungsverlauf von u_C beliebige Untersetzungsverhältnisse bedingt sind. Der Verlauf von u_C andererseits wird z. B. durch Gitterregelung (Zündwinkel) eingestellt. Die Anordnung arbeitet nur mit ganzzahligen Untersetzungen. Es ergeben sich demgemäß bei der Gitterregelung bestimmte Bereiche der Untersetzungsfrequenz, die sprungartig ineinander übergehen. Grundsätzlich kann jede Art von Stromrichtern bei der Frequenzuntersetzung verwendet werden. Am geeignetsten hierfür ist ein Stromrichter mit Edelgasfüllung und mit vollständig indirekter Heizung (Kippschwingrohr der AEG.). Dieses Rohr zeichnet sich durch gut reproduzierbare Zündcharakteristik aus, die für ein sauberes Arbeiten der Gitterregelung notwendig ist. Als Widerstand R_A kann auch eine im Sättigungsgebiet arbeitende Elektronenröhre dienen. Sie ergibt einen linearen Abfall von u_C, was für die Stabilität der Frequenzuntersetzung insbesondere bei hoher Untersetzung günstig ist. Für kleine Untersetzung (bis etwa 10 : 1) ist jedoch ein Ohmscher Widerstand (R_A) ausreichend. Durch das oben erwähnte Kippschwingrohr ist ebenfalls eine stabile Frequenzuntersetzung gewährleistet.

Wie die Wirkungsweise der Anordnung bei verschiedenen Untersetzungen ist, kann aus den oszillographischen Aufnahmen der Abb. 4 entnommen werden. Diese zeigen den Zusammenhang zwischen dem Strom i_A, der Netzspannung u und der Kondensatorspannung u_C für das Untersetzungsverhältnis 4 : 1 und 2 : 1. Danach ist der Mittelwert von u_C bei größerer Untersetzung kleiner, während die durch die Aufladung bedingte Änderung von u_C größer ist als bei kleinerer Untersetzung. Für eine vergleichende Betrachtung kann man die im Augenblick der Zündung am Stromrichter liegende Spannung $u - u_C$ annähernd gleich der Änderung von u_C (Δu_C) setzen. Danach ist die Frequenzuntersetzung um so größer, je größer die Gitterspannung des Stromrichters ist. Der Strom i_A nimmt bei festem Wert der Drossel mit Δu_C zu. Die Gitterregelung erfolgte bei den oszillographischen Aufnahmen der Abb. 4 durch eine Schaltung (Abb. 2), die die Einstellung der Gitterwechselspannung nach Amplitude und Phase ermöglicht. Hierdurch erhält man im Zusammenwirken mit den sonstigen Schaltgrößen der Anordnung bei den verschiedenen Untersetzungsverhältnissen einen verschiedenen Zündwinkel. Für die Gitterregelung der Frequenzuntersetzung kann man auch eine Gittergleichspannung regelbarer Größe oder eine phasengleiche Gitterwechselspannung regelbarer Größe anwenden. Die Anwendung einer Gitterwechselspannung hat den Vorteil, daß Änderungen der Netzspannung infolge gleichzeitiger Änderung der Gitterspannung die Wirkungsweise der Schaltung weniger beeinflussen können. Grundsätzlich



a) Frequenzuntersetzung 4 : 1.



b) Frequenzuntersetzung 2 : 1.

Abb. 4a und b. Oszillographische Aufnahme von i_A, u und u_G
$U = 220$ V; $U_G = 6$ V; $C_A = 0{,}5\,\mu$F; $C_G = 0{,}005\,\mu$F; $R_A = 0{,}1\,$MΩ; $R_G = 0{,}5$ bis $1{,}5\,$MΩ; $D = 0{,}5$ Hry.

kann die Einstellung der Frequenzuntersetzung bei fest eingestellter Gitterspannung auch durch Regelung der Zeitkonstante erfolgen, indem entweder ein regelbarer Kondensator C_A oder ein regelbarer Widerstand R_A verwendet wird. Dient eine Elektronenröhre als Widerstand, so kann seine Größe in üblicher Weise durch die Heizung der Röhre eingestellt werden.

Die Schaltung der Abb. 2 läßt sich noch vereinfachen, indem man den Stromrichter umpolt und die Gitterregelung über einen an der Netzspannung liegendes Potentiometer vornimmt. Man erhält so eine Schaltung, wie sie in Abb. 5 dargestellt ist. Diese ist insbesondere dann anzuwenden, wenn eine getrennte Gitterspannungsquelle nicht zur Verfügung steht.

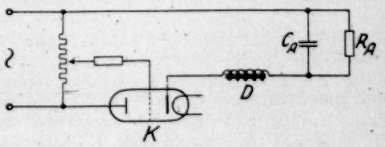


Abb. 5. Vereinfachte Stromrichterschaltung für Frequenzuntersetzung.

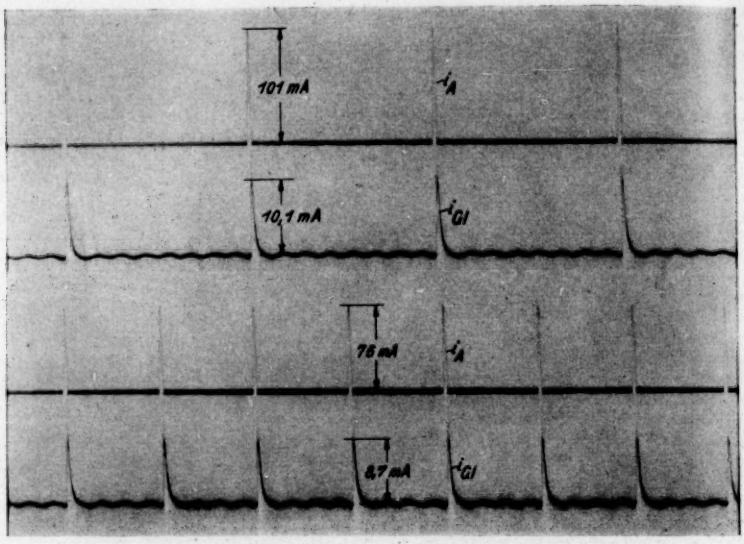


Abb. 6. Oszillographische Aufnahme von i_A und i_{Gl} für Untersetzung 4 : 1 und 2 : 1
$C_N = 0{,}1\ \mu F$; $R_N = 0{,}2\ M\Omega$,
sonst die gleichen Werte wie in Abb. 4.

Anwendung der Frequenzuntersetzung.

a) Zeitmarkengeber. Bei oszillographischen Untersuchungen wird bereits vielfach die Netzfrequenz zur Zeitmarkierung verwendet. Da viele Netze mit einer Frequenzschwankung von nur $\pm$ 0,1 Proz. gefahren werden, ist eine solche Zeitmarkierung oft genau genug. Wenn es sich um die Aufzeichnung von verhältnismäßig langsamen Vorgängen handelt, ist die Netzfrequenz (50 Hz) für Zeitmarkierung zu groß. Hier läßt sich die Untersetzung gut verwenden. Dabei kann man unmittelbar eine Oszillographenschleife durch i_A betreiben, oder man schaltet, wie das in Abb. 2 angegeben ist, dem Stromkreis des Stromrichters einen weiteren Stromkreis nach. Dieser Stromkreis enthält in Reihe eine Glimmlampe und einen Kombinationswiderstand (C_N, R_N), der in seiner Zeitkonstante dem Stromkreis des Stromrichters angepaßt ist. Die Glimmlampe zündet dann mit der gleichen Frequenz wie der Stromrichter. Verwendet man eine Spaltglimmlampe mit Quecksilberfüllung in der Nachschaltung, so können ihre Lichtblitze unmittelbar zur photographischen Registrierung benutzt werden. Abb. 6 zeigt die oszillographischen Aufnahmen des Glimmlampenstromes i_{Gl} und des Stromes i_A für die Untersetzung 4 : 1 und 2 : 1.

b) Netzgesteuertes Stroboskop. Die netzbetriebene Anordnung nach Abb. 2 kann auch als Stroboskop dienen und übertrifft damit in ihrer Leistungsfähigkeit alle bisher bekannten Anordnungen für netzgesteuerte Stroboskope. Die Lichtblitze der Glimmlampe zeichnen sich ebenfalls durch kurze Zeitdauer aus (vgl. Abb. 6). Diese Eigenschaft ist für genaue stroboskopische Untersuchungen wesentlich. Ebenso ist die Frequenzuntersetzung für solche Untersuchungen gut zu gebrauchen. So kann man z. B. an einem Asynchronmotor von 1500 U/min (50 Hz) bei Beleuchtung einer Bildmarke mit 25 Hz die doppelten Schlupfdrehzahlen auszählen als bei Beleuchtung mit 50 Hz. Ein solches Stroboskop läßt sich wegen der Genauigkeit der Netzfrequenz auch für Absolutmessungen niederfrequenter Bewegungsvorgänge benutzen, wobei die Frequenzuntersetzung ebenfalls von Vorteil ist.

(Eingegangen 28. Februar 1934.)

Die Schwärzung photographischer Schichten durch Elektronen und elektronenerregte Fluoreszenz.

Von B. v. Borries und M. Knoll.

I. Einleitung.

Die direkte schwärzende Wirkung der Kathodenstrahlen auf photographische Emulsionen ist schon häufig untersucht worden (1). Die meisten dieser Untersuchungen waren entweder rein qualitativer Natur, oder es wurden die Schwärzungen zwar ihrer absoluten Größe nach bestimmt, die aufgefallene Elektronenmenge aber nicht zahlenmäßig, sondern nur relativ angegeben. Erst in neuerer Zeit liegen Messungen vor, die den quantitativen Zusammenhang zwischen Schwärzung und Elektronendichte (Coul/cm²) für verschiedene Elektronengeschwindigkeiten erfassen (2), allerdings nur für relativ lange Expositionszeiten (10^2 ... 10^{-2} sec). Über Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (3) liegen unseres Wissens noch keine quantitativen Untersuchungen vor.

In einer früheren Arbeit (4) war auf Grund vorläufiger Messungen durch Einführung des photochemischen Nutzeffektes ein quantitativer Vergleich der verschiedenen Schwärzungsarten begonnen worden. In einer weiteren Arbeit (5) wurden vollständige Schwärzungskurven für Elektronen und für elektronenerregte Fluoreszenz bei extrem kurzen Expositionszeiten ermittelt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, über diese Ergebnisse kurz zu berichten und durch Zusammenfassung mit den bisher bekannten Messungen einen einheitlichen Überblick über die Elektronenschwärzung und über die Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz zu geben.

II. Elektronenschwärzung.

Lange Expositionszeit.

In Fig. 1 sind die wesentlichsten Meßresultate, die bei relativ langen Expositionszeiten von verschiedenen Autoren erhalten wurden, zusammengestellt. Bezüglich der Meßmethodik müssen wir auf die Originalarbeiten (2) verweisen; erwähnt sei nur, daß die Schwärzung durch einen ruhenden Elektronenstrahl hervorgerufen ist, dessen Strom galvanometrisch oder elektrometrisch bestimmt wurde. Oberhalb einer Beschleunigungsspannung $U_b = 80$ kV liegen unseres Wissens quantitative Messungen noch nicht vor. Für den gesamten untersuchten Bereich von 40 V bis 80000 V ergeben die Abszissen die zur Erreichung einer bestimmten Schwärzung S notwendige Ladungsdichte q (Coul/cm²).

Wie man im Kurvenbild erkennt, steigt bei der von Becker und Kipphan untersuchten Agfa-Extrarapidplatte die aufzuwendende Ladungsdichte oberhalb 65 kV wieder an. Bei einer anderen, von diesen Autoren untersuchten Emulsion (Matterplatte) trat dieses Wiederansteigen bis 80 kV nicht auf, während im übrigen der grundsätzliche Verlauf der Kurven der gleiche war und die aufzuwendende Ladungsdichte etwa die Hälfte der bei der Extrarapidplatte benötigten betrug. Wie ferner aus den qualitativen Versuchen von Ellis und Aston (1) hervorgeht, sinkt die photographische Wirksamkeit sehr schneller Elektronen (β-Strahlen von 200 ... 2000 kV) annähernd umgekehrt mit dem Quadrat ihrer Geschwindigkeit; es existiert demnach für jede Emulsion eine optimale Spannung, für welche (bei konstanter Ladungsdichte) die Schwärzungswirkung am größten ist.

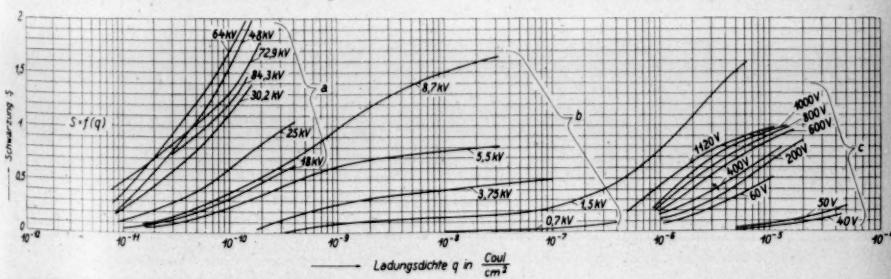


Fig. 1. Schwärzung durch Elektronen bei langen Expositionszeiten (10^2 ... 10^{-2} sec) als Funktion der aufgefallenen Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit. *a* Agfa-Extrarapidplatte [Becker u. Kipphan(2)], *b* Agfa-Kontrastplatte [Nacken (2)], *c* Agfa-Extrarapidplatte [Weidner (2)].

zwischen 10^{-9} und 10^{-8} Coul/cm² deutliche Sättigungserscheinungen. Dieser Effekt konnte von Seitz und Harig (2) gedeutet werden: Die Schwärzung nimmt mit steigender Elektronenzahl zunächst zu, bis alle innerhalb der praktischen Reichweite der Primärstrahlung liegenden Bromsilberkörner erfaßt sind. Steigert man die Zahl der auftreffenden Elektronen weiter, so wird, weil keine schwärzbaren Körner mehr getroffen werden, die Schwärzung zunächst nicht mehr steigen, bis schließlich bei sehr großen Energiebeträgen auch der tiefer liegende Teil der Schicht durch die von der Primärstrahlung ausgelöste Röntgenstrahlung allmählich geschwärzt wird. Da die Reichweite der Elektronen mit der Voltgeschwindigkeit wächst, muß auch die Sättigungsschwelle ansteigen, bis sie bei hohen Voltgeschwindigkeiten identisch mit der Maximalschwärzung wird. Durch mikroskopische Untersuchungen von Mikrotomschnitten an photographischen Schichten konnten Seitz und Harig die Richtigkeit dieser Auffassung nachweisen.

In Fig. 2 sind die Kurven der Fig. 1 in Abhängigkeit von der aufgewandten Arbeitsdichte

$$a = q \cdot U_b \,(W \text{ sec/cm}^2)$$

aufgetragen. Man sieht, daß diese Größe bedeutend weniger spannungsabhängig ist als die Ladungsdichte. Die optimale Schwärzungsspannung liegt für die Agfa-Extrarapidplatte hier schon bei 30 ... 40 kV und wird auch bei der Matterplatte im untersuchten Gebiet erreicht.

Die oben zusammengestellten Messungen sind bei Expositionszeiten von 10^{2} ... 10^{-2} sec Dauer aufgenommen worden. Sie bestätigten bis auf das Gebiet sehr kleiner Spannungen ($\approx$ 500 V) die Gültigkeit des Bunsen-Roscoeschen Reziprozitätsgesetzes, welches aussagt, daß die Schwärzung nur abhängt von der Elektronenmenge und nicht davon, wie sich diese aus Stromdichte und Expositionszeit zusammensetzt. Auch bei den kleinen Spannungen finden sich nur gelegentlich Abweichungen (6).

Kurze Expositionszeit.

In neuerer Zeit hat, angeregt durch die Entwicklung des Kathodenstrahloszillographen, die Frage Interesse gewonnen, wie sich die Elektronenschwärzung bei extrem kurzen Expositionszeiten verhält. Bei Hochleistungsoszillographen werden heute Schreibgeschwindigkeiten (7) von der Größenordnung 10^{9} cm/sec erreicht und zur Untersuchung von Wanderwellenvorgängen und Funkendurchbrüchen auch benötigt. Dies entspricht bei einem Schreibfleckdurchmesser von 0,1 cm einer Expositionsdauer von 10^{-10} sec.

Bei diesen kurzen Expositionszeiten lassen sich Schwärzungsmessungen mit ruhenden Elektronenstrahlen nicht mehr durchführen, weil die benötigten Intensitäten sehr hoch werden und sich entsprechend kurze Zeiten nicht mehr schalten lassen. Es bleibt daher nur die Möglichkeit, mit einem Elektronenstrahl bekannten Schreibstroms und Schreibfleckdurchmessers ein Oszillogramm zu schreiben, dessen Schreibgeschwindigkeit längs des Kurvenzuges bekannt ist, so daß man an allen Stellen die Expositionsdauer bestimmen kann. Bezüglich der hierbei anzuwendenden Meßmethodik verweisen wir auf unsere obengenannten Arbeiten (4, 5).

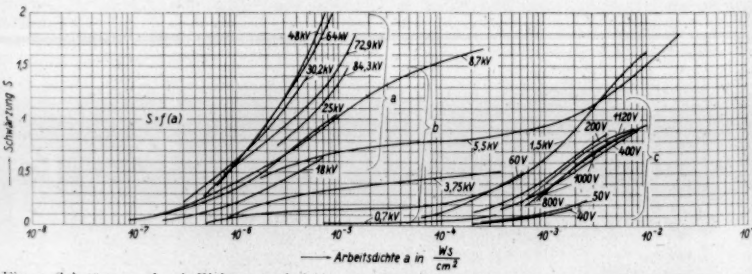


Fig. 2. Schwärzung durch Elektronen bei langen Expositionszeiten (10^{2} ... 10^{-2} seic) als Funktion der aufgewandten Arbeitsdichte und der Voltgeschwindigkeit. *a* Agfa-Extrarapidplatte [Becker u. Kipphan(2)], *b* Agfa-Kontrastplatte [Nacken (2)], *c* Agfa-Extrarapidplatte [Weidner (2)].

Fig. 3 enthält die so erhaltenen Abhängigkeiten (5) für Agfa-Isochromfilm bei Voltgeschwindigkeiten zwischen 10 und 75 kV und Expositionszeiten zwischen 10^{-8} und 10^{-5} sec. Der prinzipielle Gang der Kurven ist der gleiche wie in Kurventafel 1. In Anbetracht der verschiedenen Emulsion und Entwicklungsart ist auch quantitativ der Anschluß als befriedigend anzusehen, wie Fig. 4 zeigt, in der die Schwärzung

als Funktion der Voltgeschwindigkeit E für konstante Ladungsdichte aufgetragen ist. Es ergibt sich die auch durch unmittelbaren Vergleich anderweitig (5) festgestellte Überlegenheit

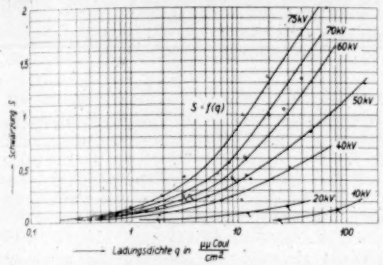


Fig. 3. Schwärzung durch Elektronen bei kurzen Expositionszeiten (10^{-5} ... 10^{-8} sec) als Funktion der aufgefallenen Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit (Agfa-Isochromfilm).

des Agfa-Isochromfilms über die Agfa-Kontrastplatte. In Fig. 4 sind Meßpunkte mit eingetragen, die Schäffer (8) für die Ladungsdichte von 4 $\mu\mu$ Coul/cm² fand. Sie schließen sich gut an die Messungen von Becker und Kipphan an.

Außer den hier wiedergegebenen Untersuchungen liegt noch eine Schwärzungsmessung von Krug (9) vor. Krug ermittelt die für die phototechnische Platte bei $E = 70$ kV für eine Schwärzung von $S = 0{,}1$ erforderliche Ladungsdichte zu $q = 0{,}638 \cdot 10^{-14}$ Coul/cm². Dieser Wert ist um zwei Größenordnungen kleiner als alle anderen Messungen, wie aus Fig. 1 und 3 hervorgeht. Andererseits ist durch unmittelbaren Vergleich ermittelt (s. unten), daß phototechnische Platten keineswegs empfindlicher sind als Agfa-Isochromfilm. Die Diskrepanz scheint nur dadurch erklärt werden zu können, daß Krug seinen Elektronenstrom (mit dem er eine Schreibgeschwindigkeit von 20000 km/sec erzielen konnte) mit 1 μA zu niedrig geschätzt hat.

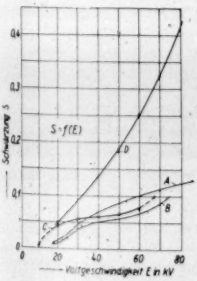


Fig. 4. Schwärzung durch Elektronen in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit für konstante Ladungsdichte $q = 4.6$ $\mu\mu$ Coul/cm². *A* Matterplatte (Becker und Kipphan), *B* Agfa-Extrarapidplatte (Becker und Kipphan), *C* Agfa-Film (Schäffer), *D* Agfa-Isochromfilm (v. Borries).

Die dargestellten Kurven gelten streng natürlich nur für die angegebene Emulsion und ein bestimmtes Entwicklungsverfahren; es kommt also allen solchen Untersuchungen nur eine qualitative Allgemeingültigkeit zu. Als Maß für die zu erwartenden Abweichungen sei erwähnt, daß die aufzuwendenden Elektronenmengen bei verschiedenen Plattensorten (Isochromplatte und Kontrastplatte) um etwa eine Größenordnung, bei Variation des Entwicklungsverfahrens um mehrere Vielfache voneinander verschieden waren.

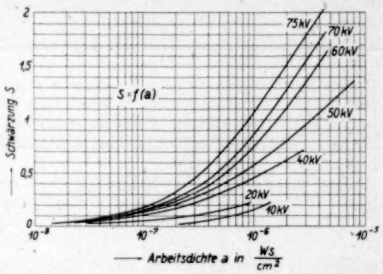


Fig. 5. Schwärzung durch Elektronen bei kurzen Expositionszeiten (10^{-5} ... 10^{-8} sec) als Funktion der aufgewandten Arbeitsdichte und der Voltgeschwindigkeit (Agfa-Isochromfilm).

In Fig. 5 sind die Kurven der Fig. 3 noch einmal aufgetragen, hier jedoch über der aufgefallenen Arbeitsdichte a. Es ergibt sich, daß für alle Schwärzungen über 0,1 bei Isochromfilm die zur Erreichung einer bestimmten Schwärzung erforderliche Arbeitsdichte mit steigender Voltgeschwindigkeit der Elektronen immer noch abnimmt. Die gleichen Verhältnisse fanden Becker und Kipphan bei der Matterplatte, während nach Fig. 2 bei Extrarapidplatte sich ein Optimum der Voltgeschwindigkeit bei etwa 50 kV ergab. Es liegt nahe, anzunehmen, daß die Voltgeschwindigkeit, für welche bei konstanter Arbeitsdichte die Schwärzung ein Maximum wird, mit der Dicke der Emulsion zusammenhängt. In Übereinstimmung mit dieser Annahme sind die Ergebnisse von Becker und Kipphan (Extrarapidplatte: Emulsionsstärke 3,17 mg/cm²; optimale Voltgeschwindigkeit 50 kV. Matterplatte: Emulsionsstärke 5,07 mg/cm²; optimale Voltgeschwindigkeit > 85 kV). Im Gegensatz dazu zeigt aber der von uns untersuchte Agfa-Isochromfilm, obwohl er eine Emulsionsstärke von nur 2,91 mg/cm² besitzt, kein Schwärzungsoptimum unterhalb 75 kV. Emulsionsdicke und -dichte scheinen demnach nicht die einzigen Faktoren zu sein, welche die Lage des Schwärzungsoptimums bestimmen. Eine Betrachtung der Eindringtiefe der Elektronen in die Emulsion zeigt, daß bei

höheren Voltgeschwindigkeiten bereits ein wesentlicher Teil (bei Agfa-Isochromfilm und 55 kV 20 Proz.) der Elektronen die Schicht durchschlagen hat und den Schichtträger (Zelluloid oder Glas) erreicht. Nun sendet, wie anläßlich elektronenoptischer Untersuchungen (10) festgestellt wurde, das Glas normaler Photoplatten unter Erregung durch mittelschnelle Elektronen eine stark aktinische Fluoreszenz aus. Wenn diese zur Schwärzung wesentlich beiträgt, erklärt sich die Verschiebung des Schwärzungsoptimums zu höheren Spannungen, als sie der Eindringtiefe der Elektronen in die Schicht entspricht.

Alle bisher dargestellten Schwärzungskurven gelten für unmittelbare Exposition der Platten oder Filme im Vakuum. Einfacher lassen sich Schwärzungsmessungen durchführen, wenn man die Elektronen durch ein ebenes, ausgedehntes Lenardfenster an die Außenluft treten und dort erst auf die photographische Schicht einwirken läßt (11). Dabei muß natürlich zur Vermeidung einer Streuung die Platte sehr dicht am Lenardfenster anliegen. Für diese Methode erhält man die Schwärzungskurven, indem man in Fig. 1, 2, 3 und 5 die Abszissen im Verhältnis der Durchlässigkeit ϑ des Lenardfensters umrechnet nach den Beziehungen

$$q' = q/\vartheta; \quad a' = a/\vartheta,$$

wobei q' und a' die innerhalb des Vakuums vorhandene Ladungsdichte und Arbeitsdichte bedeutet. Die Durchlässigkeit des Fensters ist für Aluminium nach Messungen am Kathodenstrahloszillographen in Fig. 6 in Abhängigkeit von Fensterdicke und Voltgeschwindigkeit aufgetragen. Bei Verwendung anderer Materialien als Aluminium für die Dichtungsfolie sind die Abszissen im Verhältnis der spezifischen Gewichte umzurechnen, da die Absorption im wesentlichen nur von dem Gewicht der Folie je Flächeneinheit abhängt. Daher sind Zellon und Zellophan als Folienmaterial günstiger als Aluminium, weil sie die spezifischen Gewichte 1,27 und 1,45 haben.

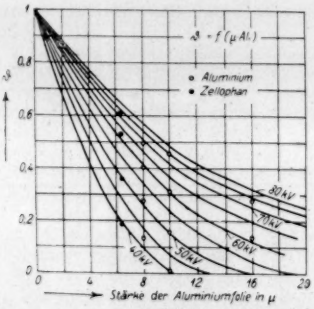


Fig. 6. Durchlässigkeit von Lenardfenstern aus Aluminium in Abhängigkeit von der Foliendicke und von der Voltgeschwindigkeit. Nach Messungen am Kathodenstrahloszillographen.

Einfluß der Expositionszeit.

In allen bisherigen Untersuchungen über die Schwärzung photographischer Schichten erwies sich die Schwärzung als abhängig nur von der aufgefallenen Ladungsdichte, ohne Rücksicht darauf, wie diese sich aus Stromdichte und Expositionszeit zusammensetzt (Bunsen-Roscoesches Reziprozitätsgesetz). Allerdings wurden die beiden Faktoren jeweils gegeneinander auch nur um etwa zwei Größenordnungen variiert. Nur in einem Fall fand Weidner (2) eine Abweichung vom Reziprozitätsgesetz, und zwar bei Voltgeschwindigkeiten von 500 V in dem Sinne, daß bei konstanter Ladungsdichte die längere Expositionszeit größere Schwärzungen ergab. Stellt man die Schwärzung nach dem Gesetz von Schwarzschild dar, so ist demnach der Schwarzschildexponent umgekehrt wie beim sichtbaren Licht größer als 1.

Bei den in Fig. 3 wiedergegebenen Schwärzungsmessungen des einen von uns zeigte sich das Reziprozitätsgesetz insofern als gültig, als sich alle Meßpunkte, bei denen die Expositionszeiten um etwa eine Größenordnung variierten, einheitlich an eine einzige Schwärzungskurve anschlossen. Um zu prüfen, ob das Bunsen-Roscoesche Gesetz auch noch gilt, wenn die Bestrahlungszeiten um viele Größenordnungen variiert werden, wurde eine auch von Becker

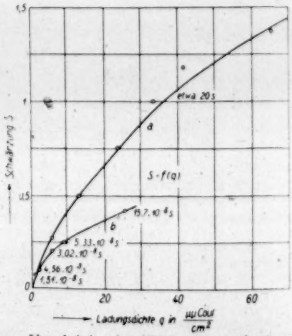


Fig. 7. Vergleich der Elektronenschwärzung bei kurzen und langen Expositionszeiten. Agfa-Extrarapidplatte; $E = 64$ kV; die an die Meßpunkte geschriebenen Zahlen geben die Expositionsdauer in Sekunden an. *a* Becker u. Kipphan (2); Entw.: Metol-Hydrochinon, 1 : 7,5; 3 min; 20° C ± 1°. *b* v. Borries (5); Entw.: Agfa Metol-Hydrochinon, 1 : 7,5; 3 min; 20° C ± 1°.

und Kipphan untersuchte Plattensorte bei gleicher Voltgeschwindigkeit mit Hilfe des Kathodenstrahloszillographen in der beschriebenen Weise exponiert und nach den gleichen Entwicklungsdaten behandelt.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist zusammen mit den von Becker und Kipphan ermittelten Schwärzungen in Fig. 7 dargestellt. Während bei der Kurve *a* die Expositionszeit durchgehend 20 sec betrug, lag sie bei der Kurve *b* zwischen 10^{-8} und 10^{-7} sec. Es zeigt sich, daß die Schwärzung bei langer Expositionsdauer erheblich größer ist als bei der extrem kurzen. Der Unterschied ist so groß, daß er kaum durch die Verschiedenheit der Plattenlieferungen oder durch die unvermeidbaren geringen Unterschiede im Entwicklungsverfahren begründet werden kann. Vielleicht kann der Effekt so gedeutet werden, daß bei den extrem kurzen Bestrahlungszeiten das plötzlich entstehende Brom von der umgebenden Gelatine nicht sofort aufgenommen werden kann, so daß Gelegenheit zur Rekombination gegeben ist. Eine einwandfreie Klärung könnte nur durch gleichzeitige Exposition von Platten derselben Packung in einer der Becker und Kipphanschen ähnlichen Anordnung und im Kathodenstrahloszillographen sowie durch gemeinsame Entwicklung herbeigeführt werden.

Einfluß der Emulsionsart.

Nachdem sich in einer Vorversuchsreihe herausgestellt hatte, daß auch für Elektronenschwärzung die hochempfindlichen, handelsüblichen Emulsionen (23° Sch) durchweg günstiger sind als die auch für Licht weniger empfindlichen Platten (Kontrastplatten, Autolithplatten, Positivfilm), wurden eine Anzahl Emulsionen in gleicher Weise exponiert und entwickelt, wobei sich eine Rangordnung der Elektronenempfindlichkeit nach Tabelle I ergab. Das Oszilloxpapier erwies sich dabei als ebenso empfindlich wie die besten Platten.

Tabelle I.

Rangordnung der Empfindlichkeit photographischer Schichten für Elektronenschwärzung bei kurzen Expositionszeiten. (Die durch Klammern verbundenen Materialien unterscheiden sich nur wenig voneinander.)

a) Platten und Filme		b) Papiere	
Herzog Ortho Isodux	Platte	Oszillox	Papier
Agfa Isochrom	Platte	Dr. Stolze	Papier
Agfa Isochrom	Film	Palaphot	Papier
Agfa Astro	Platte		
Voigtländer Illustra.	Platte		
Eisenberger Flavirid.	Platte		
Agfa Extrarapid	Platte		
Perutz Braunsiegel..	Platte		
Agfa Röntgen	Film		
Perutz Perseno	Platte		
Sachs Ultra Ortho ...	Platte		

III. Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (bei kurzer Expositionszeit).

Diese Art der Schwärzung photographischer Schichten ist bisher unseres Wissens nur im Zusammenhang mit dem Kathodenstrahloszillographen, also für kurze Expositionszeiten, untersucht worden. Die Übertragung des Lichtes auf die photographische Schicht kann dabei erfolgen entweder durch Abbildung der Leuchtspur des Fluoreszenzschirms mittels Kamera und Linse oder durch Kontaktphotographie (Anlegen der Emulsion an die Hinterseite des Leuchtschirms).

Günstigste Leuchtmassen.

Giesel und Zenneck (12) fanden schon früh (1909) als photochemisch wirksamste Leuchtmasse kupferaktiviertes Zinksulfid. Ähnliche Versuche sind 1932 von Schloemer (13) wiederholt worden, wobei sich wiederum gelbleuchtendes Zinksulfid als das beste herausstellte. In beiden Arbeiten ist über die Stärke der Leuchtmassebelegung nichts gesagt. Da von dieser, wie weiter unten mitgeteilte Untersuchungen zeigen, die Schwärzungswirkung in hohem Maße abhängig ist, können zuverlässige Schlüsse nicht gezogen werden.

Im Zusammenhang mit einer Untersuchung über Außenaufnahme am Kathodenstrahloszillographen wurden von dem einen von uns (5) mehrere Leuchtmassen mit Hilfe von Leuchtschirmkontaktaufnahmen verglichen, wobei die Belegungsstärke der Proben (mg/cm²) genau gleich war. Da die für die Erregung des Phosphors maßgebende Eindringtiefe der Elektronen der Dichte der Leuchtmasse proportional ist, muß die Belegungsstärke als Gewicht/Flächeneinheit definiert werden. Jeweils vier solcher Proben wurden zu einem Fenster zusammengestellt und gemeinsam durch ein Hochfrequenzoszillogramm exponiert. Aus diesen Oszillogrammen ergab sich für alle Voltgeschwindigkeiten zwischen 20 und 80 kV die Rangordnung der Tabelle II. Als photographisches Testmaterial diente dabei Bromsilberregistrierpapier (Oszillox). Die Überlegenheit des Schleedeschen *ZnS-Ag* war recht beträchtlich (vgl. auch Fig. 8). Dieselbe Leuchtmasse war auch bei Aufnahme mit Kamera und Linse die beste.

Für Registrierzwecke (Kathodenstrahloszillograph) und fortlaufende Bildwiedergabe (Fernsehröhre) darf die Nachleuchtzeit des Phosphors eine bestimmte Dauer nicht überschreiten, damit das nächste Oszillogramm bzw. Bild nicht durch das vorhergehende gestört wird. Für die drei hauptsächlich in Frage kommenden Phosphore, nämlich Gieselsches *ZnS*, Schleedesches *ZnS-Ag* und *$CaWO_4$* von Kahlbaum

Tabelle II.

Rangordnung der photographischen Wirksamkeit verschiedener Leuchtmassen für Leuchtschirm-Kontaktaufnahme. (Die durch Klammern verbundenen Exemplare unterscheiden sich nur wenig voneinander.) Testmaterial: Oszilloxpapier.

ZnS-Ag	Schleede	blau
ZnS-Cu	Schleede	grün
$CaWO_4$	Kahlbaum	blau
Kadmium Wolframat	von Ardenne	blau
ZnS (Giesel)	Buchler & Co.	grün
$CaWO_4$	Schleede	blau
ZnS MnS Cu	Schleede	gelb
ZnS MnS Cu	Schleede	orange

wurde das Nachleuchten in folgender Weise ermittelt:

An einem Kathodenstrahloszillographen wurde über dem Fenster für Leuchtschirmkontaktaufnahme (14, 5), das je zu einem Drittel aus den genannten Leuchtmassen gebildet war, auf Oszilloxpapier ein Oszillogramm (Nr. 785, Fig. 8) geschrieben und unmittelbar nach der Aufnahme das Papier weitergezogen. Die neue Stelle des Papiers (Nr. 786) lag dann 1 Minute vor dem Fenster, worauf abermals um eine Bildbreite weiter gedreht wurde. Die Einwirkzeit an dieser Stelle (Nr. 787) betrug 5 Minuten. Darauf wurde auf eine frische Papierfläche ein weiteres Oszillogramm (Nr. 788) geschrieben und gleich nach der Aufnahme weitergedreht. Die jetzt vor dem Fenster befindliche Schicht (Nr. 789) blieb der Einwirkung 5 Minuten ausgesetzt. Schließlich wurde abermals auf eine neue Stelle ein Oszillogramm (Nr. 790) geschrieben und dieses Papier 12 Stunden vor dem Fenster gelassen.

Die Betrachtung von Fig. 8 zeigt, daß auf die kurze, einmalige Anregung durch die Niederschrift des Oszillogramms nur das Gieselsche Zinksulfid erheblich nachleuchtet. Bereits nach 1 Minute wird, wie Nr. 787 zeigt, kaum mehr Energie abgegeben. Dagegen ergibt auf eine häufig wiederholte Anregung, wie sie in unserem Falle durch vorheriges zahlreiches Überschreiben der Nullinie gegeben war, sowohl das Gieselsche Zinksulfid als auch das Kalziumwolframat ein erhebliches Nachleuchten. Wir befinden uns hier, weil die Anregung zeitlich weiter zurückliegt, bereits in einem flacheren Teil der Abklingkurven, wie der Vergleich von 786 und 787 lehrt; denn über die betrachteten 6 Minuten ist die Intensität des Nachleuchtens der Nullinie nahezu konstant. Ähnliches ergibt sich für das über die ganze Fläche verteilte Nachleuchten der beiden äußeren Leuchtmassen, welches auf die Anregung durch das Tageslicht zurückzuführen ist.

Das Schleedesche ZnS-Ag, das auch die günstigsten Schwärzungsresultate ergeben hatte, ist, wie die Aufnahmen zeigen, für die Zeit von 3 Sekunden bis 12 Stunden völlig nachleuchtfrei. Auch aus diesem Grunde ist es den übrigen Leuchtmassen überlegen.

Einfluß der Belegungsstärke.

Es ist zu erwarten, daß für verschiedene Voltgeschwindigkeiten die größte Schwärzungswirkung bei verschiedenen Belegungsstärken auftritt. Diese optimalen Werte werden in gewisser Beziehung zur Eindringtiefe der Elektronen stehen, wobei jedoch noch die Lichtabsorption in der Leuchtschicht eine Rolle spielen muß. Daher sind die Verhältnisse nicht ohne weiteres quantitativ vorauszusehen, so daß eine experimentelle Klärung nötig schien.

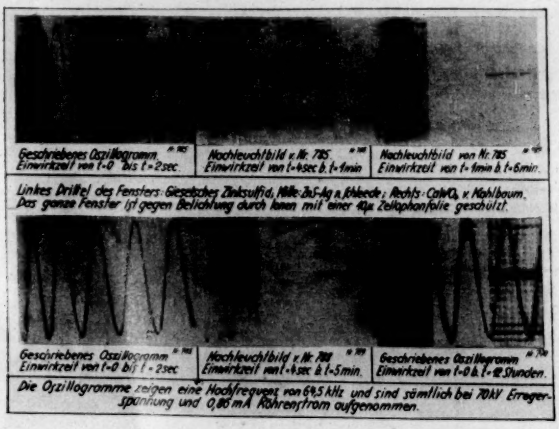


Fig. 8. Nachleuchten von Leuchtmassen.

Zu diesem Zweck wurde ein Leuchtfenster von ZnS-Ag angefertigt, dessen Belegungsstärke von einer zur anderen Seite stetig stieg (Leuchtsubstanzkeil). Auf diesem Fenster wurden mit verschiedenen Voltgeschwindigkeiten Leuchtschirmkontaktoszillogramme geschrieben. Die Schwärzung des Films wurde

an Stellen gleicher Ladungsdichte (z. B. an den Nulldurchgängen der Hochfrequenzkurven), jedoch an Stellen verschiedener Leuchtsubstanzdicke gemessen. In Fig. 9 ist die Schwärzung als

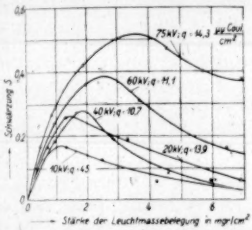


Fig. 9. Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz als Funktion der Belegungsstärke des Leuchtschirms (mg/cm²) und der Voltgeschwindigkeit (ZnS-Ag — blau).

Funktion der Schichtdicke der Leuchtsubstanz aufgetragen. Bemerkt sei noch, daß für eine bestimmte Voltgeschwindigkeit das Schwärzungsmaximum immer an der gleichen Stelle des Keils auftrat, unabhängig von der absoluten Höhe der Schwärzung.

Diejenigen Belegungsstärken, bei denen die Schwärzungsmaxima auftreten, sind in Fig. 10 als Funktion der Voltgeschwindigkeit dargestellt. Nach diesen Kurven sind demnach die Belegungsstärken zu wählen, wenn die günstigste Wirkung erzielt werden soll. In Fig. 10 sind

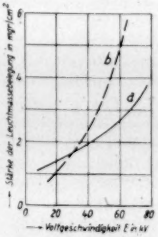


Fig. 10. Optimale Leuchtsubstanzschichtdicke des Leuchtschirms als Funktion der Voltgeschwindigkeit (ZnS-Ag — blau) (Kurve *a*); Grenzbelegungsstärke, die die Elektronen auf 5 Proz. absorbiert (Kurve *b*).

außerdem punktiert noch diejenigen Belegungsstärken eingetragen, welche die Elektronen bis auf 5 Proz. absorbieren würden (praktische Reichweite). Bei niederen Voltgeschwindigkeiten muß man mehr Leuchtmasse aufbringen, als der praktischen Reichweite entspricht. Der Grund dafür liegt in der endlichen Größe der Leuchtmassekörner; es muß ja mindestens eine Schicht von Korndicke vorhanden sein. Bei höheren Voltgeschwindigkeiten wird zwar das Maximum an Licht erzeugt, wenn man die Belegungsstärke nach der gestrichelten Kurve wählt; die Tatsache, daß die optimalen Belegungsstärken, bei denen das zur Emulsion gelangende Licht ein Maximum ist, nach Fig. 10 wesentlich kleiner sind, zeigt jedoch, daß ein erheblicher Teil des insbesondere an der Einfallseite der Elektronen erzeugten Lichts innerhalb der Schicht absorbiert wird. Hier liegen die Verhältnisse natürlich anders, wenn von der Einfallseite her beobachtet wird.

Einfluß der Emulsionsart.

In gleicher Weise, wie oben für Elektronenschwärzung beschrieben, wurden mehrere Emulsionen bezüglich ihrer Eignung verglichen. Dabei ergab sich die für ZnS-Ag gültige Rangordnung der Tabelle III. Auch hier war das beste Papier den besten Platten gleichwertig.

Tabelle III.

Rangordnung der Empfindlichkeit photographischer Schichten für Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (Leuchtschirm-Kontaktaufnahme) bei kurzen Expositionszeiten. (Die durch Klammern verbundenen Materialien unterscheiden sich nur wenig voneinander). Leuchtmasse: ZnS-Ag (Schleede, blau).

a) Platten und Filme		Papiere	
Agfa Isochrom	Platte	Oszillox	Papier
Herzog Ortho Isodux	Platte	Dr. Stolze	Papier
Agfa Astro	Platte	Palaphot	Papier
Voigtländer Illustra..	Platte		
Perutz Persenso	Platte		
Agfa Isochrom	Film		
Agfa Röntgen	Film		
Eisenberger Flavirid .	Platte		
Perutz Braunsiegel ..	Platte		
Sachs Ultra Ortho ...	Platte		
Agfa Extrarapid	Platte		

Schwärzungskurven.

Nachdem durch die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Untersuchungen die günstigste Leuchtmasse und die günstigste Belegungsstärke ermittelt war, wurden nach der auch für die Elektronenschwärzung angewandten Methode durch Leuchtschirmkontaktaufnahmen die Schwärzungskurven für elektronenerregte Fluoreszenz am Kathodenstrahloszillographen aufgenommen (5); die Kurven der Fig. 11 gelten jeweils für die durch Fig. 10 gegebenen günstigsten Belegungsstärken. Trägt man die Abhängigkeiten als Funktion der Arbeitsdichte auf, so fallen die Kurven für 20 ... 75 kV praktisch aufeinander. Dies bedeutet, daß der Wirkungsgrad des Phosphors innerhalb dieser Grenzen nahezu spannungsunabhängig ist.

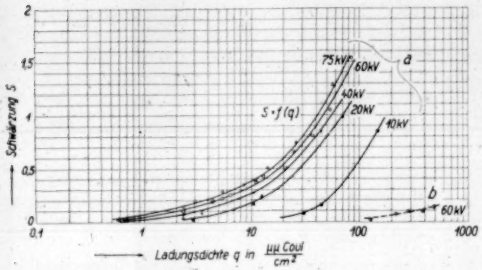


Fig. 11. Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz bei kurzen Expositionszeiten (10^{-5} ... 10^{-8} sec) als Funktion der aufgefallenen Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit. Leuchtmasse: ZnS-Ag (Schleede, blau); Agfa-Isochromfilm. *a* Kontaktverfahren, *b* Kamera und Linse, $1:F=1:1{,}8$; Abb. $1:1$.

Tabelle IV.

Voltgeschwindigkeit, Schwärzung, Ladungsdichte und Expositionszeit. Bei Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz.

E Voltgeschwindigkeit kV	S Schwärzung	q Ladungsdichte 10^{-12} Coul/cm²	t Expositionszeit 10^{-8} sec
75	0,03	0,59	0,97
	0,20	3,00	4,22
	0,20	4,47	6,4
	0,19	4,49	6,3
	0,29	5,45	7,7
	0,35	8,42	11,8
	0,39	11,2	6,7
	0,66	25,5	6,3
	0,75	26,5	15,9
	1,29	57,8	14,1
60	0,02	0,61	0,86
	0,10	2,32	2,98
	0,14	2,35	3,01
	0,22	5,46	7,02
	0,25	6,48	8,20
	0,43	13,2	16,7
	0,51	21,0	11,7
	0,81	37,4	7,93
	1,05	54,4	30,2
	1,54	85,2	18,1
40	0,02	0,63	1,59
	0,07	2,37	6,03
	0,08	3,51	4,17
	0,85	44,2	12,7
20	0,04	2,32	1,27
	0,02	2,88	1,57
	0,17	10,5	5,29
	0,24	12,6	7,40
	0,99	70,0	63,2
10	0,08	31,4	9,60
	0,16	45,0	15,2
	0,85	150	50,7

Es ist an sich nicht zu erwarten, daß die Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz lediglich von der aufgefallenen Ladungsdichte, also dem Produkt aus Intensität und Expositionszeit, abhängig ist. Vielmehr müßte das Verhältnis der genannten Größen von Einfluß sein, da sich ja schon die spektrale Zusammensetzung des vom Phosphor ausgesandten Lichtes mit der Bestrahlungsintensität ändert. Indessen zeigt die geringe Abweichung der einzelnen Meßpunkte von den Kurven in Fig. 11, daß im untersuchten Bereich der Einfluß nicht groß sein kann. Aus Tabelle IV, in der neben den in Fig. 11 eingetragenen Größen auch die Expositionszeit für jeden Meßpunkt angegeben ist, läßt sich das Verhältnis von Expositionszeit zu Intensität bilden, welches innerhalb jeder Kurve etwa um eine Größenordnung schwankt. Trägt man die Abweichungen der Meßpunkte von der Kurve als Funktion dieses Verhältnisses auf, so ergibt sich eine regellose Anordnung. Hieraus folgt, daß das Verhältnis von Expositionszeit zu Intensität innerhalb des untersuchten Variationsbereichs jedenfalls nur einen Einfluß haben kann, welcher unterhalb der Meßgenauigkeit liegt. Ein Reziprozitätsgesetz kann also in erster Näherung ausgesprochen werden.

Aus den für Leuchtschirmkontaktaufnahme gültigen Schwärzungskurven erhält man diejenigen für Kamera und Linse, wenn man den von der Linse ausgenützten und durchgelassenen Teil der Strahlungsenergie errechnet (4). Wesentlich ist demnach die Apertur und der Absorptionskoeffizient des Abbildungssystems. Unter der Annahme, daß die räumliche Verteilung der Leuchtschirmstrahlung dem Lambertschen Gesetz entspricht und daß der Wirkungsgrad des Phosphors von der Anregungsintensität unabhängig ist, ergibt die Rechnung für die zu gleichen Schwärzungen gehörenden Arbeitsdichten

$$\frac{a\ \text{Kamera}}{a\ \text{Leuchtschirm}} = \frac{4F^2(1+\beta)^2}{K_2};$$

darin bedeutet $1/F$ die Lichtstärke der Optik (Objektivdurchmesser durch Brennweite) und β den Abbildungsmaßstab (Bildweite durch Gegenstandsweite); K_2 berücksichtigt die Absorption in der Linse, die vom Linsenmaterial und von der spektralen Zusammensetzung des Fluoreszenzlichtes abhängt.

Für eine bestimmte Optik wurde die in Fig. 11 ($1:F=1:1{,}8$; $\beta=1$; Busch Neokino-Objektiv) gestrichelt mit eingezeichnete Kurve *b* experimentell bestimmt; es fand sich das Verhältnis der Arbeitsdichten wie $1:180$. Nach der

oben gegebenen Beziehung ergibt sich für die hier vorliegenden Verhältnisse

$$K_2 \approx 0{,}3$$

in Übereinstimmung mit den auch sonst an handelsüblichen photographischen Objektiven gemessenen Lichtverlusten (15).

IV. Verwertung der quantitativen Kenntnis der Schwärzungskennlinien für elektronenoptische Apparate.

Bereich der vollständigen Schwärzungskurven.

Der Gesamtverlauf der durch Fig. 11 gegebenen Schwärzung einer photographischen Schicht durch elektronenerregte Fluoreszenz eines Leuchtschirms ist von praktischer Bedeutung für photographische Bildaufzeichnung und Schallaufzeichnung mit Kathodenstrahlröhren (Bildtelegraphie, Tonfilm). Beim Bildtelegraphen sollen den Schwärzungen des zu übertragenden Originals überall gleiche Schwärzungen der telegraphisch übertragenen Kopie entsprechen. Beim Tonfilm soll die Tonwiedergabe verzerrungsfrei sein, das heißt die wiedergegebene Schallkurve soll in allen Einzelheiten mit der originalen Schallkurve übereinstimmen. Zur Erreichung dieses Zieles müssen bekanntlich in beiden Fällen alle in die Übertragung eingehenden Charakteristiken gegeneinander abgeglichen sein. Während die Kennlinien der elektrischen Übertragungselemente (Photozelle, Verstärker, Sender, Empfänger) sich relativ leicht messen und in vorgegebener Weise verändern lassen, trifft dies für die Schwärzungskurven der elektronenerregten Fluoreszenz (ebenso wie für den Lautsprecher) nicht zu. Man wird sie daher im allgemeinen als gegeben annehmen und die elektrischen Kennlinien ihnen angleichen müssen. Dazu ist quantitative Kenntnis Voraussetzung.

Dasselbe gilt, wenn man bei anderen elektronenoptischen Apparaten aus der erzielten Schwärzung auf die Elektronenmenge rückschließen oder die notwendige Expositionszeit vorausbestimmen will. Dies ist beispielsweise bei Untersuchungen über Elektronenbeugung und insbesondere beim Arbeiten mit dem Elektronenmikroskop (16) der Fall, Hier wünscht man häufig die Intensitätsverteilung oder die Durchlässigkeit eines Objektes zu ermitteln und muß daher die Intensität an verschiedenen Stellen des Bildes messen. Bei hohen Vergrößerungen wird aber die zur Verfügung stehende Leistungsdichte im Bild so klein, daß ihre direkte elektrische Messung auf Schwierigkeiten stößt. Schneller führt dann die Ausphotometrierung einer im Vakuum in der Bildebene exponierten photographischen Platte zum Ziel.

Energiebedarf für Mindestschwärzung.

Bei einer weiteren Gruppe elektronenoptischer Apparate interessiert nicht so sehr der Gesamtverlauf der erzielten Schwärzung als vielmehr die Mindestenergiedichte, welche zur Erzeugung einer eben noch sichtbaren Schwärzung (Mindestschwärzung) aufgewendet werden muß. Es handelt sich hier in erster Linie um den Kathodenstrahloszillographen und elektronenoptischen Zeichengeber. Da bei beiden Apparaten die geschwärzten Stellen schmale Striche sind, die das Auge gut von ihrer Umgebung unterscheiden kann, genügt für noch leicht entzifferbare Oszillogramme bzw. Zeichenstreifen eine Mindestschwärzung $S = 0{,}04$ (17) über der stets vorhandenen Schleierschwärzung. Kennt man den Mindestenergiebedarf, so läßt sich die maximale Schreibgeschwindigkeit aus den elektrischen und elektronenoptischen Daten des Elektronenstrahls angeben. Diese Berechnung ist an anderer Stelle durchgeführt (4, 18).

Aus den Abhängigkeiten der Fig. 3 und 11 sind für Innenaufnahme und Leuchtschirmkontaktaufnahme die für diesen Mindestenergiebedarf (Schwärzung $S = 0{,}04$) aufzuwendenden Arbeitsdichten a_E entnommen und in Fig. 12

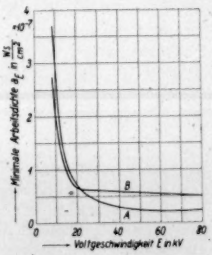


Fig. 12. Mindestenergiebedarf für die Schwärzung $S = 0{,}04$, in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit. *A* Schwärzung durch Elektronen, *B* Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (Agfa-Isochromfilm).

dargestellt. Für Spannungen unterhalb 20 kV wächst die minimale Arbeitsdichte bei beiden Schwärzungsarten mit fallender Spannung stark an. Für die Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz ist die Arbeitsdichte oberhalb 20 kV fast konstant, während sie für Elektronenschwärzung bei 60 kV ein deutlich erkennbares Minimum aufweist, das, wie in Abschnitt II erwähnt, mit der Emulsionsdicke in Zusammenhang steht. Für geringe Voltgeschwindigkeiten unterhalb 20 kV erweist sich die Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz günstiger als die Schwärzung durch Elektronen.

Photochemischer Nutzeffekt.

Wenn die Schwärzungskennlinien bekannt sind, läßt sich auch der in photochemisch nutzbare Form umgesetzte Prozentsatz der aufgewandten Energie angeben. Dieser Anteil ist als photochemischer Nutzeffekt zu definieren. Während sich die gesamte aufgewandte Energie unmittelbar aus den Schwärzungskurven bzw. dem Mindestenergiebedarf ablesen läßt, ergibt sich der nutzbare Teil aus einer Untersuchung über die Körnerzahl. Bekanntlich kann zur Schwärzung eines Silberkorns, welche gleichbedeutend mit der Ionisierung eines an der Oberfläche gelegenen Bromsilbermoleküls ist, schon ein einziges Lichtquant genügen. Setzen wir voraus, daß diese Anregungsenergie unabhängig ist von der Art der schwärzenden Strahlung, so würde bei Elektronenstrahlen die Energie eines 2-V-Elektrons zur Schwärzung ausreichen (ein 2-V-Elektron = ein Lichtquant von 436 $m\mu$).

Kennt man nun die zur Schwärzung 0,04 gehörende Körnerzahl der Flächeneinheit n (1/cm²), so ist die kleinste günstigstenfalls zu deren Erzeugung ausreichende Arbeitsdichte

$$a = n \cdot 2e \ (W \sec/\mathrm{cm}^2),$$

worin e die Elementarladung bezeichnet. Tatsächlich muß aufgewendet werden die minimale Arbeitsdichte a_E. Damit ergibt sich der photochemische Nutzeffekt zu

$$\eta_i = \frac{a}{a_E} = \frac{n \cdot 2 \cdot e}{a_E} = \frac{n \cdot 2 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-19}}{a_E}.$$

In einer früheren Arbeit (4) war zunächst die Zahl n mit 10^5 Körnern/cm² als konstant angenommen (19). Nachdem neuere Untersuchungen (20) gezeigt haben, daß die Körnerzahlen tatsächlich um mehr als eine Größenordnung von diesem Wert abweichen können, scheint uns notwendig, zur genauen Bestimmung des Nutzeffekts die Körnerzahl n für die benutzte Emulsion jeweils zu ermitteln. Die Auszählung des von uns untersuchten Agfa-Isochromfilms ergab $2{,}25 \cdot 10^6$ Körner/cm² bei $S = 0{,}04$. Der hieraus ermittelte Wirkungsgrad η_i ist in Fig. 13 für Elektronenschwärzung (Kurve A) und für Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (Kurve B) dargestellt. Der waagrechte Verlauf dieser letzteren Abhängigkeit rührt daher, daß zwischen 15 und 80 kV der Wirkungsgrad des Phosphors praktisch konstant ist; er wurde in einer früheren Arbeit (4) zu

$$2{,}4 \cdot 10^{-2}$$

bei 80 kV ermittelt.

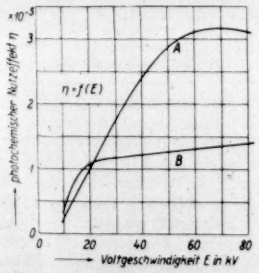


Fig. 13. Photochemischer Nutzeffekt in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit.
A Schwärzung durch Elektronen,
B Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz.

Der photochemische Wirkungsgrad bei der Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz η_{iF} setzt sich zusammen aus dem Wirkungsgrad des Phosphors η_{iP} und dem photochemischen Wirkungsgrad für Schwärzung durch Licht η_{iL}, so daß letzterer sich aus den Messungen berechnen läßt zu

$$\eta_{iL} = \frac{\eta_{iF}}{\eta_{iP}} = \frac{1{,}4 \cdot 10^{-5}}{2{,}4 \cdot 10^{-2}} \approx 5{,}9 \cdot 10^{-4}.$$

Durch photochemische Versuche wurde von Arens und Eggert (21) und von Noddack (19) bei Exposition mit sichtbarem Licht ein Energiebedarf von $10^9 \ldots 10^{11}$ $h\nu$/cm² für $S = 0{,}1$ ermittelt. Durch Umrechnung auf $S = 0{,}04$ läßt sich hieraus der Wirkungsgrad η_{iL} berechnen, wenn wir wieder annehmen, daß theoretisch nur 1 Quant je geschwärztes Korn erforderlich wäre. Es ergibt sich

$$\eta_{iL} = \frac{2{,}25 \cdot 10^5}{(4 \cdot 10^8 \ldots 4 \cdot 10^{10})} = 5{,}6 \cdot 10^{-3} \ldots 5{,}9 \cdot 10^{-5}$$

in befriedigender Übereinstimmung mit dem oben aus dem Nutzeffekt der elektronenerregten Fluoreszenz berechneten Wert von $5{,}9 \cdot 10^{-4}$.

Der experimentelle Teil der Arbeit wurde mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sowie der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen im Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin durchgeführt. Beiden Stellen sei unser bester Dank ausgesprochen. Herrn Prof. Matthias danken wir für sein Interesse und die Förderung unserer Arbeit.

Literaturverzeichnis.

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **8**, 243—250, 1921; H. Salbach, Zeitschr. f. Phys. **11**, 107, 1922; K. Cole, Phys. Rev. **28**, 781, 1926; Ellis u. Aston, Proc. Roy. Soc. London (A) 119, 645, 1928; Ellis u. Wooster, Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 266, 1927.

2) M. Nacken, Physik. Zeitschr. **31**, 296, 1930; W. Seitz u. G. Harig, Physik. Zeitschr. **30**, 758, 1929, und Phot. Korr. **66**, 225, 1930; A. Becker u. E. Kipphan, Ann. d. Phys. **10**, 15, 1931; V. Weidner, Ann. d. Phys. **12**, 239, 1932.

3) Die Schwärzung photographischer Schichten durch elektronenerregte Fluoreszenz ist praktisch besonders wichtig bei jeder Außenphotographie einer Elektronenleuchtspur auf einem fluoreszierenden Schirm. Über die Methodik vgl. J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838, 1899 (Kamera und Linse) und M. Knoll u. B. von Borries, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 493, 1930 (Leuchtschirmkontaktaufnahme).

4) M. Knoll, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 54, 1931.

5) B. v. Borries, Dissertation Berlin 1932; Forschungsheft 3 der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, Berlin (Verlag d. Ver. d. El.-Werke) 1934.

6) Vgl. Weidner, Anm. 2, a. a. O.

7) Die Schreibgeschwindigkeit gibt an, wie schnell sich der Elektronenbrennfleck über die photographische Platte („Schreibebene") bewegt.

8) H. Schäffer, A. f. E. **26**, 313–314, 1932. Gegen die von Schäffer angewandte Bestimmung der Ladungsdichte bestehen insofern Bedenken, als näherungsweise angenommen ist, daß die Schreibstrichbreite gleichmäßig mit Elektronen belegt sei. Diese Annahme trifft niemals zu; vielmehr muß die Ladungsdichte bestimmt werden aus elektronenoptischer Messung des Schreibfleckdurchmessers und aus der Intensitätsverteilung im Schreibfleck. Vgl. Anm. 4 und 5.

9) W. Krug, Ber. über d. VIII. Int. Kongr. f. Phot., Dresden 1931. Leipzig (Barth) 1931, S. 346.

10) M. Knoll u. E. Ruska, Ann. d. Phys. **12**, 607, 1932.

11) Näheres vgl. Anm. 4 und 5.

12) Giesel u. J. Zenneck, Physik. Zeitschr. **10**, 377, 1909.

13) Schloemer, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 243, 1932.

14) M. Knoll u. B. v. Borries, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 493, 1931.

15) Vgl. C. Forch u. E. Lehmann, Kinotechnik **10**, 1928, Nr. 1.

16) M. Knoll u. E. Ruska, Zeitschr. f. Phys. **78**, 318, 1932.

17) In einer früheren Arbeit (vgl. Anm. 4) war der in der Photochemie übliche Wert von 0,1 für die Mindestschwärzung angenommen worden. Photometrische Messungen an einer größeren Zahl von Oszillogrammen zeigten jedoch, daß der oben angegebene Wert von $S = 0{,}04$ noch voll ausreichend ist.

18) B. v. Borries u. E. Ruska, Forschungsheft 3 der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, Berlin 1934.

19) Vgl. W. Noddack, Handbuch d. Physik **23**, 628, 1928.

20) A. Becker u. E. Kipphan, vgl. Anm. 2, a. a. O.

21) H. Arens u. J. Eggert, Zeitschr. f. wiss. Phot. **28**, 1930.

(Eingegangen 22. Dezember 1933.)

Über zusammengesetzte Photo-Kathoden.

Von R. Fleischer und P. Görlich

In einer früheren Mitteilung[1]) beschrieb einer von uns eine neue Methode zur Herstellung von Cs-Cs_2O-Kathoden mit eingelagerten Cs-Atomen, die dieselben Resultate liefert wie die bisher bekannten Methoden[2]). Eine weitere Erhöhung der Quantenausbeuten ist durch Anwendung der von Asao angegebenen Methode, ein Fremdmetall in die Schicht hineindiffundieren zu lassen[3]), zu erzielen.

a) Herstellung der Schichten.

Die Ausbeute konnte unterdessen wesentlich gesteigert werden. Es ist dies durch eine Nachsensibilisierung erreicht worden, welche auf der Diffusion eines Fremdmetalles in die Schicht beruht. Wir nehmen an, daß nach diesem Prozeß die Diffusion der Cs- und Ag-Atome in die Oxydschicht bis auf einen günstigen Gleichgewichtszustand vollständig vor sich gegangen ist.

Dieser Schluß scheint berechtigt zu sein. P. Selényi beobachtete an seinen Zellen (es handelt sich um Zellen mit dünnen, nahezu monomolekularen Schichten[4]) nach Aufbringen des unwirksamen Metalles eine Herabsetzung der lichtelektrischen Empfindlichkeit. Erst nachdem, wie Selényi annahm[5]), die darunterliegende Alkalischicht wieder an der Oberfläche erschien, war eine Steigerung der Empfindlichkeit und ein Verschieben der langwelligen lichtelektrischen Grenze zu beobachten. Die Zellen zeigten nach einigen Tagen ihr ursprüngliches Verhalten. Der Effekt war stark temperaturabhängig, und nur durch Oxydation des Na-Spiegels waren beständigere Zellen zu erhalten.

In unserem Falle hingegen setzt eine Steigerung der Empfindlichkeit bereits ein, wenn der mit Cs-Atomen durchsetzten Oxydschicht eine dünne, mit bloßem Auge nicht sichtbare Schicht eines unwirksamen Metalles überlagert wird. Sorgt man gleichzeitig für das langsame Hineindiffundieren des Fremdmetalles in die Schicht, so ist ein dauerndes Ansteigen der Empfindlichkeit zu beobachten. Nach Beendigung des Aufdampfprozesses wird die Zelle der schon erwähnten Nachsensibilisierung unterzogen, die sich außerordentlich günstig auf die Ausbeute auswirkt.

1) P. Görlich, Zeitschr. f. Phys. **85**, 128, 1933.

2) Literaturangaben bei J. H. de Boer und M. C. Teves, Zeitschr. f. Phys. **83**, 521, 1933.

3) S. Asao, Physics **2**, 12, 1932; P. Selényi, Physik. Zeitschr. **30**, 933, 1929; R. Sewig, Zeitschr. f. Phys. **76**, 91, 1932.

4) Vgl. auch H. E. Ives, Astrophys. Journ. **9**, 209, 1924.

5) Vgl. auch R. Sewig, a. a. O.

b) Ausbeute.

Wieweit dieser beschriebene Schichtentypus mit den Schichten bisher bekannter Zusammensetzung[1]) identisch ist, läßt sich naturgemäß nur sehr schwer sagen. Die besten Anhaltspunkte sind einmal die Quantenausbeuten und zum zweiten die spektralen Verteilungen der Zellen.

Die Empfindlichkeiten betragen bei den neuesten Zellen (Vakuumzellen) im Durchschnitt 50 μA/Lumen. Diese hohen Ausbeuten sind unseres Wissens nur von de Boer und Teves beobachtet worden und scheinen ein Zeichen dafür zu sein, daß tatsächlich die Cs_2O-Schichten mit *Cs*- und Fremdmetallatomen durchsetzt sind. Sicher aber sind es keine Cs_2O-Schichten mit darauf gelagerter einatomiger *Cs*-Schicht (s. unter d), sofern überhaupt eine einatomige Schicht die günstigste Ausbeute gibt[2]).

Ein besonderes Merkmal für eine einatomige Schicht ist der steile Abfall der Zellenempfindlichkeit, wenn man die Schicht einer zu hohen Temperatur aussetzt. Bei einer Oxydschicht mit eingelagerten Alkaliatomen ist dagegen ein derartig steiler Abfall nicht zu beobachten und auch nicht zu erwarten. Die Alkaliatome diffundieren nacheinander bis zur Oberfläche und verdampfen, so daß eine langsame Abnahme der Empfindlichkeit beobachtet wird. Aus dem gleichen Verhalten unserer Kathodenschichten müssen wir auf eine Oxydschicht mit eingelagerten Alkaliatomen schließen.

Wird die Temperatur jedoch über die Zersetzungstemperatur des Alkalioxydes gesteigert, so zeugt bei beiden Schichtentypen der hohe Dampfdruck in der Zelle vom Zerfall des Oxydes. Die Folge ist eine rasche Abnahme der Empfindlichkeit in beiden Fällen.

c) Meßmethode.

Die spektrale Verteilung wurde mit Hilfe der in Fig. 1 dargestellten Anordnung gemessen. Der Glühkörper der Lichtquelle *U*, einer Philipsglühlampe mit zylindrischem Glaskörper für 110 Volt und 400 Watt, wird mit Hilfe des Kondensors *C* auf den Eintrittsspalt *E* des Quarzdoppelmonochromators *M* abgebildet. Nach Durchgang des Lichtstrahlenbündels durch die Optik des Quarzdoppelmonochromators *M* wird der Austrittsspalt *A* mit Hilfe des Achromaten *V* entweder auf der in den Lichtweg verschiebbaren Thermosäule *Th* oder auf der Kathodenschicht der Photozelle *Ph* abgebildet. Der durch das eingestrahlte und absorbierte Licht in der Thermosäule *Th* entstehende Thermostrom wird mittels des Panzergalvanometers nach Paschen *Pa* gemessen, und nach Eichung des Systems Thermosäule-Galvanometer mittels der Hefnerkerze können absolute Angaben über die eingestrahlte Wärmemenge in Kalorien gemacht werden. Der in der Photozelle *Ph* entstehende Elektronenstrom wird entweder mittels des Drehspulspiegelgalvanometers *Ga* von Siemens & Halske mit 10000 Ohm Gesamtwiderstand und einer Empfindlichkeit von $8 \cdot 10^{-10}$ Amp/Skt bei einem Skalenabstand von 1 m direkt gemessen oder mittels eines Hallwachs-Quadrantenelektrometers *Ha* aus dem längs des Widerstandes *R* von $1{,}5 \times 10^9$ Ohm sich bildenden Spannungsgefälle bestimmt.

Der benutzte Quarzdoppelmonochromator[1]) ist das von B. Halle Nachf. ausgeführte und vor kurzem beschriebene[2]) Instrument für das Gebiet zwischen 2000 und 42000 Å. Das durch den Eintrittsspalt *E* in den Monochromator eintretende unzerlegte Lichtstrahlenbündel ist von *E* aus divergent. Es wird durch das Ablenkungsprisma p_1 um 90° von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt und durch die plankonvexe, chromatische Quarzlinse O_1 ($f_D = 284$ mm) parallel gemacht. Es steht also p_1 im Brennpunkt von O_1. Das parallele Lichtstrahlenbündel tritt in das eine als Dispersionssystem dienende 30°-Quarzprisma (Seitenlänge der Hypothenusenfläche 97 mm, Höhe 55 mm) ein. Die Kathetenflächen des Prismas sind mit Hochheimscher Verspiegelung belegt, deren Reflexionsvermögen bei 13000 Å, 5000 Å bzw. 2536 Å 93 Proz., 90 Proz. bzw. 88 Proz. beträgt. Der Strahlengang im Prisma ist der in sich selbst zurückkehrende Strahl nach Abbe. Ein 30°-Prisma ersetzt also im vorliegenden Falle ein solches von 60°. Die

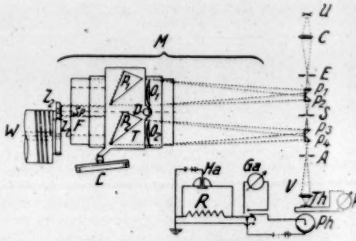


Fig. 1.

1) W. Kluge, Physik. Zeitschr. **33**, 873, 1932; **34**, 115, 465, 844, 1933; J. H. de Boer und M. C. Teves, Zeitschr. f. Phys. **65**, 489, 1930; **74**, 604, 1932; R. Sewig, a. a. O.; M. C. Teves, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 556, 1931; G. Déjardin et R. Latarjet, C. R. **196**, 470, 1933.

2) J. J. Brady, Phys. Rev. (2) **41**, 613, 1932.

1) Der Apparat wird von der Firma B. Halle Nachf. in Berlin-Steglitz hergestellt. Die Konstruktion, welcher Patente des Herrn Dr. Müller von der P. T. R. zugrunde liegen, wurde von Herrn Ingenieur Neubauer durchgeführt.

2) H. Schulz, Zeitschr. f. Instr. **53**, 403, 1933.

das Prisma nach der Zerlegung verlassenden, innerhalb der einzelnen Wellenlängen parallelen Lichtstrahlenbündel werden durch die Linse O_1 fokussiert, durch das Ablenkungsprisma p_2 um 90° aus ihrer Richtung abgelenkt und an der Stelle des Spaltes S abgebildet. S dient als Austrittsspalt für das erste Monochromatorsystem EP_1S und gleichzeitig als Eintrittsspalt für das zweite Monochromatorsystem SP_2A, welches in Bau und Wirkung mit dem ersten übereinstimmt. Die vier Ablenkungsprismen p_1, p_2, p_3, p_4 und die drei Spalte E, S und A liegen hintereinander. Der Doppelmonochromator ist zwischen E und A geradsichtig.

Die Fokussierung der beiden chromatischen Quarzlinsen O_1 und O_2 sowie die Einstellung der Dispersionsprismen P_1 und P_2 für die gewünschte Wellenlänge erfolgen gleichzeitig.

Die Drehung der Wellenlängentrommel W wird durch die Übersetzungsräder Z_1 und Z_2 auf die Gewindespindel Sp übertragen und bewirkt den Vorschub des Schlittens F. Die auf F feststehenden chromatischen Linsen O_1 und O_2 werden dadurch der gewünschten Wellenlänge entsprechend fokussiert. Am Schlitten F ist außerdem der Prismentisch T mit den beiden Dispersionsprismen P_1 und P_2 in der Achse D drehbar gelagert. Die Rolle R des Prismentisches T gleitet bei Verschiebung des Schlittens F an dem Kurvenlineal L und bewirkt mit der Drehung des Prismentisches T um die Achse D die Einstellung der Dispersionsprismen auf die gewünschte Wellenlänge.

Bei einem Durchmesser der Wellenlängentrommel von 100 mm und 23 Gängen beträgt die Abwicklung etwa 7 m. Über die Genauigkeit der Einstellung geben folgende Daten Aufschluß: Im ultravioletten Gebiet entspricht eine Trommeldrehung von 30° etwa 10 Å, im sichtbaren Gebiet eine solche von 20° etwa 100 Å, und im ultraroten Gebiet bei 30000 Å eine solche von 70° etwa 500 Å.

Um die drei Bilateralspalte vor chemischen Einflüssen zu schützen, sind deren Backen aus V2a-Stahl hergestellt.

Der Aufbau des Monochromators geht aus der Fig. 1 hervor.

d) Spektrale Verteilung.

Aus der spektralen Verteilung konnte ein Rückschluß auf die Zusammensetzung der Schicht nicht gezogen werden. Die Maxima liegen an den bekannten Stellen (s. Fig. 2)[1]. Die nach Kluge vom Trägermetall herrührenden beiden kurzwelligen Maxima bei 375 und 280 mμ wurden an einer Zelle mit Quarzfenster erhalten. Unterhalb 250 mμ ist ein langsames Ansteigen zu beobachten, so daß die spektrale Verteilung bis ins äußerste Ultraviolett tatsächlich ein bandenmäßiges Aussehen zu haben scheint. *Rb*-Zellen zeigen beide kurzwelligen Maxima an derselben Stelle.

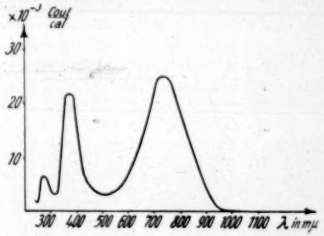


Fig. 2.

Um die vorhandene Streuung der spektralen Verteilung[1]) zu zeigen, sind einige Kurven in Fig. 3 (unter Berücksichtigung der Glasabsorption) übereinandergelegt. Das langwellige Maximum schwankt zwischen 720 und 850 mμ, die langwellige lichtelektrische Grenze zwischen 1100 und 1300 mμ, wobei Streulicht ausgeschaltet ist[2]). Im Mittel liegt das langwellige Maximum bei 820 mμ. Wir haben eine weitere Rotverschiebung aus unseren Überlegungen nicht schließen können. Dasselbe gilt für die langwellige lichtelektrische Grenze. Für *Rb* liegt die langwellige Grenze bei etwa 950 mμ.

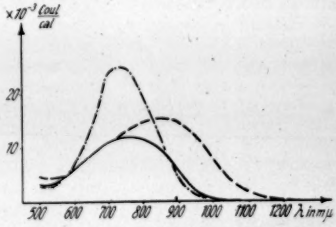


Fig. 3.

Die Messung der spektralen Verteilung in Abhängigkeit von den verschiedenen Zuständen der Schicht während der Herstellung[3]) wurde aus technischen Gründen mit optischen Filtern ausgeführt. Es fanden fünf verschiedene Filter

1) W. Kluge, Physik. Zeitschr. **34**, 844, 1933.

1) Vgl. auch W. Kluge, Zeitschr. f. wiss. Phot. **32**, 142, 1933.

2) J. P. Widmer, Helv. Phys. Acta **6**, 269, 1933.

3) Derartige Versuche sind von Sewig bei der Herstellung von Zellen mit einatomiger *Cs*-Schicht auf Cs_2O bereits durchgeführt worden.

Verwendung, die eine Durchlässigkeit von 510, 580, 660, 685 und 700 mμ bis ins Ultrarot, jedenfalls über die langwellige lichtelektrische Grenze der Zellen hinaus, besitzen. Die angegebene Wellenlänge ist diejenige, bei der die Lichtintensität um ein Hundertstel geschwächt ist (Dichte = 2). Es ergab sich folgendes Resultat:

Eine Rotverschiebung tritt ein, wenn Fremdmetallatome auf der mit *Cs*-Atomen besetzten Cs_2O-Schicht niedergeschlagen werden. Die Lage des langwelligen Maximums und der langwelligen lichtelektrischen Grenze sind, wenn einmal die Cs_2O-Schicht mit Fremdmetallatomen und *Cs*-Atomen geimpft ist, unabhängig von der Eindringtiefe der *Cs*- und Fremdmetallatome und der Nachsensibilisierung, nur ist eine dauernde Steigerung der Ausbeute zu beobachten.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem bei der Herstellung von monoatomaren Schichten gefundenen, so ergibt sich eine grundsätzliche Verschiedenheit im Verhalten dieser beiden Schichtentypen. Wird nämlich die Schichtdicke des *Cs* bei der Herstellung einer monoatomaren Schicht durch den Heizprozeß bis auf eine einatomige verringert, so ist nach Sewig eine kontinuierliche Rotverschiebung und Ausbeutesteigerung so lange zu beobachten, bis die einatomige Schicht erreicht ist.

e) Schlußbemerkung.

Den bisher bekannten Schichten[1]) reiht sich demnach noch die mit Alkali- und Fremdmetallatomen durchsetzte Alkalioxydschicht an[2]). Sieht man in den Alkaliatomen die Zentren der lichtelektrischen Wirkung, so werden bis zur größten Eindringtiefe des Lichtes in der Schicht Elektronen abgelöst. Sie werden, entsprechend ihrer freien Weglänge in der Schicht und Eigengeschwindigkeit, an der Bildung des Elektronenstromes teilnehmen. Die bedeutend größeren Ausbeuten, die man gegenüber den monoatomaren Schichten erhält, sind dann erklärlich. Die Schicht kann man sich am besten als eine Übereinanderlagerung vieler nicht zusammenhängender einatomiger Schichten mit Alkalioxydzwischenschichten und Fremdmetalleinlagerung denken. Diese Ordnung in Form von Schichten wird in Wirklichkeit nicht vorhanden sein. Die Auswirkung der Schicht bezüglich ihrer Empfindlichkeit wird sich aber mit diesem Bilde decken. Durch Messung der Höchstenergien könnte der beste Beweis dafür erbracht werden, jedoch erscheint es uns sehr schwer, diese Messung sauber auszuführen. Lukirsky[1]) hat bereits an mit atomarem Wasserstoff bearbeitetem Kalium die Zwischenschichten nachgewiesen. Seine Versuche stimmen mit Campbells Ansichten über den selektiven lichtelektrischen Effekt überein.

Über die Wirkung der in der Schicht eingelagerten Fremdmetallatome läßt sich nach wie vor nichts Eindeutiges aussagen. Vielleicht wird die Elektronennachlieferung besser oder das eingestrahlte Licht wird an den Fremdmetallatomen teilweise in die Schicht hineinreflektiert.

Wir hoffen, weitere Aussagen über die Schicht machen zu können, wenn wir ihre Sperrwirkung genauer untersucht haben[2]).

Der Quarzdoppelmonochromator wurde dem einen von uns von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt, wofür an dieser Stelle geziemend gedankt sei.

1) Zusammenfassende Darstellung bei R. Fleischer und H. Teichmann, Die lichtelektrische Zelle und ihre Herstellung, 1932.

2) Vgl. auch J. H. de Boer und M. C. Teves, a. a. O.

1) P. J. Lukirsky, Phys. Zeitschr. der Sowjet. **4**, 212, 1933.

2) P. Görlich, Naturwiss. **22**, 11, 1934.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Dresden.

(Eingegangen 22. Januar 1934.)

Über die Reichweiten der Trümmer von Lithium und Bor bei Beschießung mit schnellen Protonen.

F. Kirchner und H. Neuert.

In früheren Mitteilungen[1]) [2]) hatten wir über vorläufige Messungen der Verteilung der Reichweiten der beim Bombardement von Lithium und Bor mit schnellen Protonen ausgeschleuderten α-Teilchen berichtet. Nachdem es uns durch Herstellung von genügend dünnen und doch genügend großen Glimmerhäutchen gelungen war, die Grenze für solche Reichweitenmessungen erheblich herabzusetzen und gleichzeitig eine zur Aufstellung einer Häufigkeitsverteilungskurve genügende Ausbeute zu erlangen, stellten wir uns die Aufgabe, die Reichweitenverteilung der Trümmer sowohl bei Lithium als auch bei Bor genau zu studieren.

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen dieselbe, die schon an anderer Stelle beschrieben wurde. Zur Vereinfachung der Ausmessung der Nebelkammeraufnahmen wurde zwischen Präparat und Nebelkammer ein Satz von parallelen dünnen Plättchen eingeschaltet (vgl. Fig. 1 in der früheren Arbeit[2]). Zur Eichung der Reichweiten

1) F. Kirchner, Naturwissenschaften **21**, 476, 1933; Physik. Zeitschr. **34**, 781, 1933.

2) F. Kirchner und H. Neuert, Physik. Zeitschr. **34**, 897, 1933.

diente wieder ein schwaches Poloniumpräparat, das an die Stelle der Lithiumschicht gebracht wurde.

a) Lithium. Die Ausmessung von etwa 800 Spuren ergab die in Fig. 1 dargestellte Verteilungskurve. An Häufigkeit überwiegen die

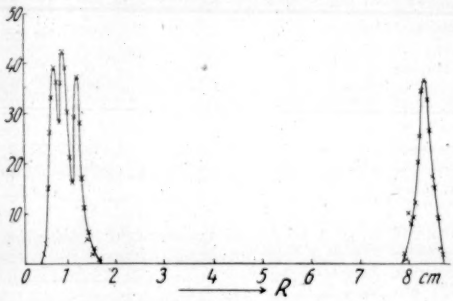


Fig. 1. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten bei Lithium nach Nebelkammeraufnahmen.

kurzen Reichweiten[1]). Ein Glimmerhäutchen von etwa 3 mm Luftäquivalent als Abschluß des Hochvakuums ermöglichte die Ausmessung dieser kurzen Spuren, deren Reichweiten schon früher als zwischen 5 und 15 mm liegend erkannt waren. Die Häufigkeitskurve zeigt drei sich gegenseitig überschneidende Maxima bei 7 mm, 9 mm und 12 mm. Die erste und letzte Gruppe entspricht wohl den von Oliphant, Kinsey und Rutherford[2]) gefundenen Gruppen. Das dazwischenliegende Maximum bei 9 mm wurde von ihnen nicht gefunden. Die Gesamtzahl der kurzen Reichweiten (0,5–1,5 cm) verhält sich zu der der langen (8,4 cm) ziemlich genau wie 2 : 1. Zur Untersuchung der Verteilung der langen Reichweiten kamen ungefähr 240 Spuren zur Ausmessung. Sie ergaben das schon bekannte Maximum bei 83,5 mm. Die verhältnismäßig große Breite des Maximums ist wohl zwanglos auf natürliche Schwankungen der Reichweite zurückzuführen[1]).

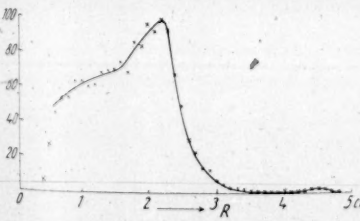


Fig. 2. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten beim Bor nach Nebelkammeraufnahmen.

b) Bor. Die früher schon begonnene Untersuchung der Reichweitenverteilung beim Bor wurde nach der Seite der kleineren Reichweiten hin fortgesetzt. Es kamen etwa 1600 Spuren zur Ausmessung. Das Ergebnis zeigt Fig. 2. Charakteristisch ist das schon bei den früheren Untersuchungen festgestellte starke Maximum bei 22 mm mit einem steilen Abfall nach der Seite der großen Reichweiten und einem langsamen Abfall nach der Seite der kürzeren. Das Maximum bei 45 mm wurde schon in einer früheren Arbeit[4]) besprochen. Ob der Knick in der Häufigkeitsverteilungskurve auf der Seite der kleinen Reichweiten reell ist, bedarf noch näherer Prüfung. Der sehr starke Abfall der Häufigkeit unterhalb 5 mm ist sicher darauf zurückzuführen, daß die kürzesten Reichweiten nicht mehr voll erfaßt werden konnten.

Eine ausführliche Diskussion der Versuche wird an anderer Stelle erscheinen.

1) Trümmer von 18 mm und 40 mm Reichweite, wie sie kürzlich von Diebner und Hoffmann (Naturw. **22**, 119, 1934) gefunden worden sind, traten bei unseren Versuchen im Spannungsbereich von 100–200 kV nicht auf.

München, Institut für theoretische Physik, 28. Februar 1934.

(Eingegangen 3. März 1934.)

1) Vgl. Kirchner, Naturwissenschaften **21**, 676, 1933.

2) Oliphant, Kinsey und Rutherford, Proc. Roy. Soc. **141**, 722, 1933.

Intensitätsbestimmungen zur Erklärung der depolymerisierenden Wirkung der Ultraschallwellen.

Von A. Szalay.

Seitdem die Methode von Langevin[1]) die Herstellung sehr intensiver Ultraschallwellen ermöglichte, wurde eine Reihe von interessanten Erscheinungen beobachtet, die teilweise noch ungeklärt sind. Wood und Loomis konstatierten in ihrer grundlegenden Arbeit[2]) auch die dispergierende Eigenschaft dieser Strahlen. Weitere Literatur über die physikalischen, chemischen und biologischen Wirkungen dieser

1) P. Langevin, Brit. Pat. Nr. 145691 (1921), Hydrogr. Rev. (Monaco) Nr. 3, 1924; Nr. 14, 1926.

2) R. W. Wood und A. L. Loomis, Phil. Mag. (7) **4**, 418, 1927.

Strahlen findet man bei Freundlich[1]) und Rörich[2])].

Disperse Teilchen werden unter der Einwirkung der Ultraschallwellen immer feiner verteilt, es bilden sich Suspensionen und Emulsionen (Kohle in Öl, *Hg* in Öl usw.). Der Grad der Dispersität nimmt mit der Dauer der Einwirkung zu. Die Frage, wo die obere Grenze des erreichbaren Dispersitätsgrades liegen soll, d. h. wie kleine disperse Teilchen auf diesem Wege erreichbar sind, habe ich in einer früheren Arbeit untersucht und veröffentlicht[3]).

Es wurden auf Anregung von Herrn Prof. Dr. A. Szent-Györgyi die sog. hochpolymeren Moleküle untersucht, die mit ihren riesigen Abmessungen einen stetigen Übergang von den kolloidalen zu den molekularen Größen bilden und außerdem chemisch leicht spaltbar sind. Stärke $(C_6H_{10}O_5)_n$ (Molekulargewicht etwa 120000), ein hochpolymeres Produkt von Glukose ($C_6H_{12}O_6$) stellt nach den chemischen und physikalischen Untersuchungen[4]) eine lange Kette, bestehend aus etwa 700 bis 800 Glukosemolekülen, dar. Die Dextrinmoleküle bestehen nur aus etwa 60 bis 70 polymerisierten Glukosemolekülen. Alle Polymerisationsgrade sind gleich möglich und eine Stärkelösung geht allmählich in Erythrodextrin → Achroodextrin → Maltose → Glukose über, wenn die Temperatur zur hydrolytischen Zerspaltung der polymeren Molekülketten genügt. In neutraler Lösung sind das etwa 160° C. Es wurde in der erwähnten Arbeit[3]) gezeigt, daß die hochpolymeren Moleküle auch mittels intensiver Ultraschallwellen zerspaltet werden. Die Zerspaltung zeigte sich in der Abnahme der Viskosität (abnehmende Molekülläge); die Jodfärbung der Stärke und des Dextrins gab ein Mittel, um die Zerspaltung kolorimetrisch zu verfolgen (ausgeführt mit etwa 0,5 %-Stärkelösung). Die spaltende Wirkung konnte in Spuren auch bei Rohrzucker (Saccharose) beobachtet werden (Saccharose → Glukose + Fruktose).

Wir müssen die Energie eines schwingenden Teilchens mit der Energie der Temperaturbewegung bei etwa 160° C vergleichen. Die Amplitude der Schwingungen und damit die Geschwindigkeits- und Beschleunigungsamplitude läßt sich auf Grund der Prinzipien von Lord Rayleigh[1]) aus der Schallintensität berechnen[2])[3])[4]).

Es sei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im betreffenden Medium c (in cm · sec^{-1}), die Dichte des Mediums ϱ (g/cm^3), die Schwingungszahl n (in Hertz), die Amplitude der Bewegung eines Teilchens A (in cm), die Amplitude der Geschwindigkeit $\dot{A}$ (in cm · sec^{-1}), die Amplitude der Beschleunigung $\ddot{A}$ (in cm · sec^{-2}), die Schallintensität J (in erg · cm^{-2} · sec^{-1}), dann gelten die folgenden Beziehungen:

$$a = A \sin(2\pi n t),$$

die Bewegungsgleichung eines Teilchens lauten:

$$\frac{da}{dt} = 2\pi n A \cos(2\pi n t),$$

$$\frac{d^2a}{dt^2} = -4\pi^2 n^2 A \sin(2\pi n t),$$

also

$$\dot{A} = 2\pi n A \quad \text{und} \quad \ddot{A} = -4\pi^2 n^2 A.$$

Die Intensität der ebenen Schallwelle ist gleich der Energiemenge, die in der Zeiteinheit senkrecht durch die Flächeneinheit hindurchtritt. Das ist die Energie einer Säule mit der Länge c. Die gesamte Energie eines schwingenden Volumenelements ΔV ist konstant,

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{kin}} + \varepsilon_{\text{pot}} = \text{const} = \varepsilon_{\text{kin (max)}}.$$

Berechnet man aus der Amplitude der Geschwindigkeit die maximale kinetische Energie, so erhält man:

$$\Delta\varepsilon = \varrho \Delta V \frac{4\pi^2 n^2 A^2}{2}.$$

Es ergibt sich somit für die Intensität:

$$I = \frac{\varrho c}{2} 4\pi^2 n^2 A^2.$$

Die Intensität ließ sich kalorimetrisch bestimmen. Die Ultraschallwellen wurden mittels einer 35 × 35 × 4 mm großen piezo-elektrischen Quarzplatte hergestellt, die unter Paraffinöl mit einer Hochfrequenzspannung von 30000 bis 50000 Volt gespeist wurde. Das zu bestrahlende Präparat befand sich in einem dünnwandigen Glasgefäß, dessen Abstand von der Platte auf ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge eingestellt wurde. Dadurch wird im Präparat eine maximale Schallintensität erreicht,

1) H. Freundlich, F. Rogowsky und K. Söllner, Zeitschr. phys. Chem. (A) **160**, 469, 1932; Kolloid-Beih. **37**, H. 7/9, 1933.
2) K. Rörich, Zeitschr. f. Phys. **73**, 813, 1932.
3) A. Szalay, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **164**, 234, 1933.
4) K. H. Meyer und H. Mark, Der Aufbau der hochpolym. Naturstoffe. Akad. Verlags-Ges. m. b. H., Leipzig 1930.

1) Lord Rayleigh, Theory of Sound.
2) Wien, Wied. Ann. **36**, 1889.
3) W. Hahnemann und H. Hecht, Physik. Zeitschr. **17**, 601, 1916.
4) Handb. d. Phys. **8** (Akustik) S. 2 u. 103.

denn die Verluste durch Schallreflexion sind in diesem Falle stark vermindert. Die Verluste in der Quarzplatte und die Verluste infolge der Ausstrahlung sind bedeutungslos; die Wellen erleiden auf der Grenzfläche Öl – Luft totale Reflexion. Letzten Endes geht die totale Schallleistung des Systems in Wärme über, die kalorimetrisch bestimmt wurde. Die Erwärmung wurde erst mittels Schallstrahlung, dann mittels Zuführung einer bekannten Wärmemenge erzielt. Es ergab sich für die Leistung des piezoelektrischen Ultraschallsenders ein Wert von etwa 100 Watt. Die strahlende Oberfläche der Quarzplatte war 10 cm^2, die Schallintensität war also

$$10\ \text{Watt}/cm^2 = 10^8\ \text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot cm^{-2}.$$

Die Platte hatte eine Schwingungszahl von 722000 Hertz. Wenn wir jetzt die Dichte der Flüssigkeit mit etwa 1 g/cm^3 und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit etwa $10^5\ cm \cdot sec^{-1}$ annehmen, ergibt sich für die Schwingungsamplitude 10^{-4} cm, für die Geschwindigkeitsamplitude $4 \cdot 10^2\ cm \cdot sec^{-1}$ und für die Beschleunigungsamplitude $2 \cdot 10^9\ cm \cdot sec^{-2}$. Die Wassermoleküle schwingen mit einer Amplitude, die etwa 10000mal größer ist als ihr Durchmesser. Aus der Geschwindigkeitsamplitude läßt sich die Energie eines schwingenden Moleküls berechnen. Die Masse des Wassermoleküls ist $3 \cdot 10^{-23}$ g, die Schwingungsenergie ist somit $2{,}4 \cdot 10^{-18}$ erg.

Wenn wir diese Zahl mit der mittleren kinetischen Energie eines idealen Gasmoleküls[1]) bei der Temperatur T vergleichen,

$$\bar{\varepsilon}_T = \frac{3}{2}\ kT = 2 \cdot 10^{-16}\ \text{erg}\ T$$

finden wir das überraschende Ergebnis, daß die Energie der Ultraschallschwingung einer Temperaturerhöhung von kaum 0,01° C entspricht.

Was ist die Ursache der Erscheinung, daß die Ultraschallschwingungen die depolymerisierende Wirkung einer Temperaturerhöhung von über 100° C ausüben[2])? Der Gegensatz läßt sich einfach erklären, wenn wir beachten, daß die hochpolymeren Moleküle mit denen des Wassers mitschwingen müssen. Der Unterschied liegt also im gerichteten Wesen der Schallbewegung. Die mittlere Energie der Brownschen Bewegung eines Kolloidteilchens ist (Äquipartitionsprinzip!) etwa gleich der mittleren Energie der Moleküle des Lösungsmittels. Bei der Schallbewegung dagegen ist die Schwingungsamplitude des Teilchens von der gleichen Größenordnung wie die Amplitude der benachbarten Moleküle. Das Molekülgewicht der Stärke ist etwa 6000mal größer als das des Wassers, die Energie der Bewegung eines schwingenden Teilchens sollte also auch um Größenordnungen größer sein.

Der Mechanismus der Depolymerisation ist recht kompliziert und vom Standpunkt der Physik aus ungeklärt. Es scheint, als ob dieser Ultraschalleffekt, der eigentlich eine rein mechanische Zerspaltung mit bekannten mechanischen Größen (Beschleunigung) bedeutet, in den Mechanismus der Depolymerisation einen tieferen Einblick gestatte.

Wir können dasselbe Versuchsergebnis auf zweierlei Weise erreichen:

1. Wir erwärmen eine dünne Lösung des hochpolymeren Materials um etwa 100° C, wir geben also den Wassermolekeln und den hochpolymeren Molekeln gleichfails eine Energieerhöhung um etwa

$$2 \cdot 10^{-16} \cdot 100\ \text{erg} = 2 \cdot 10^{-14}\ \text{erg}.$$

2. Wir bringen die Lösung in intensive Ultraschallschwingungen, wo die Energie der Wassermoleküle nur unbedeutend um etwa $2 \cdot 10^{-18}$ erg zunimmt. Dagegen werden die hochpolymeren Moleküle nach dem oben Gesagten vermutlich eine viel größere Energie haben, so daß die Amplitude der der Wassermoleküle nahekommen wird.

Es scheint, daß die Ursache der Zerspaltung nicht die Bewegung der Wassermoleküle, sondern die der hochpolymeren Moleküle ist. Es wäre sehr gewagt, die Ursache der Zerspaltung in dem extrem hohen Wert der Beschleunigung zu suchen, trotzdem diese Beschleunigung mit anderen mechanischen Mitteln meines Wissens noch nie erreicht wurde. Henriot und Huguenard[1]) haben einen ähnlichen Wert mittels 10000 sekundlichen Umdrehungen eines Körpers von 1 cm Durchmesser erreicht. Dann entsteht eine Beschleunigung von etwa $10^9\ cm \cdot sec^{-2}$. Diese Beschleunigung ist aber konstant, sie zeigt sich also nur in einer konstanten Druckkraft.

Es ist wahrscheinlich, daß die Zerspaltung des hochpolymeren Teilchens mit Hilfe der Schwingungsenergie zustande kommt, indem diese Energie auf irgendwelche unbekannte Weise in die Aktivierungsenergie der äußerst schwachen, hochpolymeren Bindung verwandelt wird.

Es wäre von großem Interesse, noch folgende Versuchsreihe auszuführen: Die Tatsache, daß

1) Auf ein Flüssigkeitsmolekül gibt die klassische Theorie etwa den doppelten Wert, $\frac{6}{2}\ kT$.

2) Allerdings muß man dabei bedenken, daß die Verteilung der zugeführten Energie auf die verschiedenen Freiheitsgrade nicht in beiden Fällen gleich ist.

1) E. Henriot und E. Huguenard, Journ. de Phys. **8**, 433, 1927.

die Schallintensität und die Beschleunigung nichtproportionale Größen sind, gestattet uns, diesen depolymerisierenden Effekt neben gleichen Intensitäten bei verschiedenen Beschleunigungen zu studieren. Wir müssen den Einfluß der Schwingungszahl untersuchen, indem die Intensität durch Einstellung der Amplitude konstant gehalten wird oder die Meßergebnisse auf die gleiche Intensität bezogen werden. Die Ausführung quantitativer Messungen ist in diesem Gebiet recht schwierig, denn die zerspaltete Menge des Materials ist klein und das chemische Verhalten dieser Kettenmoleküle zeigt keine wesentliche Veränderung mit der Molekülläge. Die Zerspaltung zeigt sich in erster Linie in der Veränderung derjenigen physikalischen Eigenschaften der Lösung, die mit der Molekülläge zusammenhängen (Viskosität, Lichtzerstreuung usw.). Diese Erscheinungen sind sehr kompliziert und gestatten nur eine qualitative Beobachtung des Depolymerisationsgrades.

Trotzdem die zu erwartenden Schwierigkeiten nicht unerheblich wären, scheint die Ausführung derartiger Versuche lohnend zu sein. Es ist zu hoffen, daß sie zum Studium der hochpolymeren Moleküle wichtige Beiträge liefern.

Zusammenfassung.

Hochpolymere Molekeln werden in neutraler wäßriger Lösung nicht nur durch Erwärmung auf etwa 160° C, sondern auch mittels Ultraschallwellen hydrolytisch zerspaltet.

Um die Energien dieser zwei Bewegungsarten miteinander zu vergleichen, wurde die Schwingungsamplitude mittels kalorimetrischer Schallintensitätsmessungen bestimmt. Es ergab sich für die Amplitude eine Größenordnung von 10^{-4} cm, für die Beschleunigungsamplitude ein außerordentlich hoher Wert von $2 \cdot 10^{9}$ cm/sec^{-2}; die Schwingungsenergie einer Wassermolekel ($2 \cdot 10^{-18}$ erg) entspricht nur einer Erwärmung um etwa 0,01° C. Auf die hochpolymeren Molekeln ergibt sich (bei der gleichen Schwingungsamplitude) infolge ihres großen Molekülgewichtes (Stärke etwa 120000) eine etwa um vier Größenordnungen höhere Energie, die einer Erwärmung über 100° C entspricht. Auf den unbekannten Mechanismus der Depolymerisation wurde nicht näher eingegangen. Die Schwingungsenergie der hochpolymeren Molekeln wird vermutlich in die Aktivierungsenergie der hochpolymeren Verbindungen verwandelt.

Institut für medizinische Chemie der Universität Szeged (Ung.), den 9. Oktober 1933.

(Eingegangen 14. Oktober 1933.)

Ergänzung und Berichtigung zur Notiz: „Anwendung von Ähnlichkeitsbetrachtungen auf die Strömung der Elektrizität in Gasen“[1].

Von Heinrich Mache.

Es wurde dort am Beispiel des Platten- und des Zylinderkondensators gezeigt, daß man auf die Grundgleichungen der Theorie der Ionenströmung in Gasen, die der direkten mathematischen Behandlung die größten Schwierigkeiten bieten, mit Vorteil die Ähnlichkeitsbetrachtungen anwenden kann, wie sie seit langem für das System der Differentialgleichungen der Hydrodynamik und des Wärmeüberganges im Gebrauch stehen. Hierbei wurde jedoch für den Zylinderkondensator die Gleichung für die Stromdichte $i = \dfrac{I}{2\pi r}$ aus der zitierten Arbeit von R. Seeliger versehentlich unrichtig entnommen — sie ist dieselbe wie für den Plattenkondensator, also $i = \mathfrak{E}\varepsilon(n_1 v_1 + n_2 v_2)$ —, so daß die in der linken Druckspalte auf S. 45 entwickelten Beziehungen teilweise der Richtigstellung bedürfen, die freilich keinerlei Schwierigkeiten begegnet. Doch zeigte es sich bei Vornahme dieser Korrektur, daß das vorliegende Problem überhaupt einer allgemeineren Behandlung zugänglich ist, insoweit die Betrachtungen auf Ionisationsgefäße beliebiger Form erweitert werden können und einige der dort gewonnenen Beziehungen sich verallgemeinern lassen. Das sei im folgenden nachgetragen. Dasselbe Problem wurde im hiesigen Institut in einer von Ingenieur A. Knaffl verfaßten Dissertation behandelt, deren Ziel es war, die Anwendbarkeit der Ähnlichkeitsbetrachtungen experimentell zu überprüfen. Über das Ergebnis dieser Prüfung wird Herr Knaffl selbst an anderer Stelle berichten[2].

Die Grundgleichungen der Theorie der Ionenströmung sind[3]):

$$\left.\begin{aligned} q - \alpha n_1 n_2 &= \operatorname{div}(n_1 v_1 \mathfrak{E}) - D_1 \operatorname{div}\operatorname{grad} n_1 , \\ q - \alpha n_1 n_2 &= -\operatorname{div}(n_2 v_2 \mathfrak{E}) - D_2 \operatorname{div}\operatorname{grad} n_2 , \\ \operatorname{div}\mathfrak{E} &= 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2) , \\ i &= \mathfrak{E}\varepsilon(n_1 v_1 + n_2 v_2) - D_1 \varepsilon \operatorname{grad} n_1 \\ &\quad + D_2 \varepsilon \operatorname{grad} n_2 . \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Hierbei ist die Ionenadsorption nicht beachtet. Kann man auch die Diffusion vernachlässigen,

1) Physik. Zeitschr. **33**, 43, 1932.
2) Mitt. d. Radiuminst., Nr. 335; Wien. Ber. IIa, **143**, 1934.
3) Vgl. z. B. den Artikel von R. Seeliger in Grätz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn., Bd. III, 2, S. 396.

so lautet das Gleichungssystem:

$$\left.\begin{aligned} q - \alpha n_1 n_2 &= \operatorname{div}(n_1 v_1 \mathfrak{E}), \\ q - \alpha n_1 n_2 &= -\operatorname{div}(n_2 v_2 \mathfrak{E}), \\ \operatorname{div}\mathfrak{E} &= 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2), \\ i &= \mathfrak{E}\varepsilon(n_1 v_1 + n_2 v_2). \end{aligned}\right| \quad (1a)$$

Wir nehmen zwei Fälle an, in denen Gasart, Druck und Temperatur, also auch die Ionenkonstanten (v spezifische Beweglichkeit, D Diffusionskoeffizient, α Koeffizient der Wiedervereinigung) nicht geändert werden. Hingegen soll die lineare Grundabmessung l des beliebig geformten Ionisationsgefäßes auf $l' = \lambda l$ verändert sein und in dem gleichen Verhältnis alle anderen kennzeichnenden Längen und linearen Koordinaten. Es stehen somit auch kleine Differenzen von Längen im Verhältnis λ und die Quadrate kleiner Längendifferenzen im Verhältnis λ^2, woraus $\operatorname{grad}' = \frac{1}{\lambda}\operatorname{grad}$, $\operatorname{div}' = \frac{1}{\lambda}\operatorname{div}$ und $\operatorname{div}\operatorname{grad}' = \frac{1}{\lambda^2}\operatorname{div}\operatorname{grad}$ folgt.

Weiter soll sich die Stärke des Ionisators q auf $q' = \zeta q$, die Ionendichte für beide Zeichen von n auf $n' = \mu n$, die Feldstärke $\mathfrak{E}$ auf $\mathfrak{E}' = \psi\mathfrak{E}$ und die Stromdichte i auf $i' = \gamma i$ verändern. Wir merken hierbei an, daß λ, ψ und γ Quotienten aus zwei Vektoren sind.

Sollen nun in zwei geometrisch ähnlichen Ionisationsgefäßen auch Strom, Ionisierung und Ionenverteilung ähnlich sein, so muß das Gleichungssystem, durch dessen Integration diese Größen bestimmt sind, in beiden Fällen identisch werden. Das liefert aus dem Gleichungssystem (1a), also bei Vernachlässigung der Diffusion, hierfür die drei Bedingungsgleichungen

$$\zeta = \mu^2; \qquad \mu = \frac{\psi}{\lambda}; \qquad \gamma = \mu\psi. \quad (2)$$

Sie lassen zunächst erkennen, daß in ähnlichen Fällen alle Komponenten der vorhandenen Vektoren denselben Ähnlichkeitskoeffizienten haben müssen; denn da λ bei beliebigen Koordinaten für alle Koordinaten das gleiche ist, muß es nach der zweiten der Gleichungen (2) auch ψ sein und nach der dritten auch γ. Das heißt aber, daß in zwei ähnlichen Fällen die Richtung der vorkommenden Vektoren im Koordinatensystem erhalten bleibt.

Führt man statt der Feldstärken die Spannungen V ein, wobei $V' = \varphi V$ sei, so ist wegen $\mathfrak{E} = -\operatorname{grad} V$

$$\varphi = \lambda\psi \quad (3)$$

und man erhält die Bedingungsgleichungen in der Form:

$$\zeta = \mu^2; \quad \mu = \frac{\varphi}{\lambda^2}; \qquad \gamma = \frac{\mu\varphi}{\lambda}. \quad (4)$$

Sowohl Gleichung (3) wie Gleichung (4) gelten für jedes beliebige Ionisationsgefäß. Wenn wir aber an Stelle der Stromdichte i den Gesamtstrom I einführen, der von der einen zur anderen Elektrode fließt, können wir drei verschiedene Typen von Ionisationsgefäßen unterscheiden:

A. Die eine Elektrode ist durch eine zu den Stromlinien senkrechte endliche Fläche ganz umschließbar, so daß $I = \int i\,df$ gesetzt werden kann, wo df ein Element dieser Fläche bezeichnet. Da $df' = \lambda^2 df$ ist, so wird das Verhältnis der Gesamtstromstärken in den beiden betrachteten Fällen:

$$\Gamma = \frac{I'}{I} = \lambda^2\gamma. \quad (5a)$$

Durch Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung (4) ergibt sich:

$$\zeta = \mu^2; \quad \mu = \frac{\varphi}{\lambda^2}; \qquad \Gamma = \lambda\mu\varphi \quad (4a)$$

und durch Elimination von μ:

$$\varphi = \lambda^2\sqrt{\zeta}; \qquad \Gamma = \lambda^3\zeta. \quad (6a)$$

Diese Beziehungen gelten z. B. für ähnliche Kugelkondensatoren.

B. Die Stromlinien verlaufen in zueinander parallelen Ebenen, so daß die Ähnlichkeitsbetrachtungen nur für zwei Dimensionen durchzuführen sind. Die zur Bestimmung des Gesamtstromes um die Elektrode gelegte Fläche wird hier zur Säule, und der Gesamtstrom, pro Längeneinheit gerechnet, ergibt sich als $I^* = \int i\,d\sigma$, wo $d\sigma$ das Längenelement einer geschlossenen Kurve bezeichnet, welche senkrecht zu den Stromlinien in einer der Ebenen verläuft. Da $d\sigma' = \lambda\,d\sigma$ ist, wird hier

$$\Gamma^* = \lambda\gamma. \quad (5b)$$

Da Gleichung (4) aber allgemeingültig bleibt, bekommt man:

$$\zeta = \mu^2; \qquad \mu = \frac{\varphi}{\lambda^2}; \qquad \Gamma^* = \mu\varphi \quad (4b)$$

und durch Eliminieren von μ:

$$\varphi = \lambda^2\sqrt{\zeta}; \qquad \Gamma^* = \lambda^2\zeta. \quad (6b)$$

Das entspricht dem unendlich langen Zylinderkondensator und erscheint der Prüfung zugänglich, indem man Zylinderkondensatoren von hinreichender Länge wählt, deren Querschnitte ähnlich sind.

C. Sind die Stromlinien parallel, so liegt schließlich die eindimensionale Strömung vor, wie sie praktisch im Plattenkondensator gegeben ist. Der auf die Flächeneinheit bezogene Gesamtstrom wird gleich der Stromdichte, also $I^{**} = i$ und $\Gamma^{**} = \gamma$. Man erhält:

$$\zeta = \mu^2; \qquad \mu = \frac{\varphi}{\lambda^2}; \qquad \Gamma^{**} = \frac{\mu\varphi}{\lambda} \quad (4c)$$

und

$$\varphi = \lambda^2\sqrt{\zeta}; \qquad \Gamma^{**} = \lambda\zeta. \quad (6c)$$

Hier kann man den Ionisationsraum nur durch Variieren der Plattendistanz verändern.

Die drei Gleichungspaare (6) geben für die drei Typen von Gefäßen den Zusammenhang der Stromspannungslinien (Charakteristiken) zweier ähnlicher Gefäße, deren Lineardimensionen sich wie λ verhalten, wenn die Ionisierungsstärken im Verhältnis ζ stehen. Ist die eine Charakteristik $I = f(V)$ gegeben, so erhält man die andere für den ähnlichen Fall, indem man einem $V' = \varphi V$ ein $I' = \Gamma I$ zuordnet. Hierbei ist aus den Gleichungen (6) dasjenige Γ einzusetzen, das dem Typus des verwendeten Ionisationsgefäßes entspricht.

Es sind nun hier zwei Sonderfälle von Wichtigkeit:

I. Das Ionisationsgefäß bleibt dasselbe ($\lambda = 1$), und nur die Ionisierungsstärke wird auf das ζ-fache verändert. Es wird für alle Gefäßtypen:

$$\varphi = \zeta; \qquad \Gamma = \Gamma^* = \Gamma^{**} = \zeta.$$

Es ist also $V' = \zeta V$ und $I' = \zeta I$ und nach Eliminieren von ζ:

$$V'^2 = \frac{V^2}{I} I'. \tag{7}$$

Hieraus folgt somit allgemein für jedes beliebige Ionisationsgefäß, daß alle zu einem gegebenen Wertepaar V und I zugehörigen ähnlichen Fälle (V', I'), die sich durch Veränderung der Ionisierungsstärke erzielen lassen, in der Stromspannungsfläche auf einer Parabel liegen.

Das läßt sich auch noch anders ausdrücken: Der Sättigungsstrom ist für die drei Typen von Ionisationsgefäßen durch $\varepsilon \int q\,dv$ bzw. durch $\varepsilon \int q\,df$ und $\varepsilon \int q\,dx$ gegeben, wo x die Plattendistanz bezeichnet. Weiter ist $dv' = \lambda^3 dv$, $df' = \lambda^2 df$ und $dx' = \lambda dx$. Es gilt somit für das Verhältnis der Sättigungsströme

$$I'_s = \lambda^3 \zeta = \Gamma; \quad \Gamma'_s = \lambda^2 \zeta = \Gamma^*; \quad \Gamma''_s = \lambda \zeta = \Gamma^{**},$$

d. h. die Sättigungsströme stehen in demselben Verhältnis wie die Ströme in ähnlichen Fällen. Es ist stets

$$\frac{I'}{I'_s} = \frac{I}{I_s}, \tag{8}$$

also ganz allgemein der Sättigungsgrad in ähnlichen Fällen der gleiche. Dann läßt sich der Inhalt von Gleichung (7) auch folgendermaßen aussprechen:

Nimmt man in einem bestimmten Ionisationsgefäß beliebiger Form die Charakteristiken für verschiedene Ionisierungsstärken auf, so liegen die Punkte gleichen Sättigungsgrades auf Parabeln.

II. Ein zweiter Sonderfall ist gegeben, wenn man die Ionisierungsstärke beibehält ($\zeta = 1$), hingegen unter Erhaltung der Form die Gefäßgröße verändert. Aus den Gleichungen (6) folgt jetzt:

$$\varphi = \lambda^2; \qquad \Gamma = \lambda^3; \qquad \Gamma^* = \lambda^2; \qquad \Gamma^{**} = \lambda.$$

Hiernach braucht man also z. B. für ähnliche Zylinderkondensatoren nur den Maßstab der beiden Koordinaten V und I im Verhältnis λ^2 zu verändern, um die Charakteristiken zur Deckung zu bringen, die man bei gleicher Ionisierungsstärke mit ihnen aufgenommen hat.

Von diesen beiden Sonderfällen ist der erste leichter herzustellen als der zweite. Unsere Ähnlichkeitsbetrachtungen verlangen nämlich, daß die Ionisierungsstärke konstant ist oder wenigstens an ähnlich gelegenen Stellen in konstantem Verhältnis steht. Es muß zwischen den beiden Ionisierungsstärken die Beziehung

$$q'(l', m', n') = \zeta \cdot q(l, m, n) \tag{9}$$

vorhanden sein, wobei l, m, n und l', m', n' die Koordinaten darstellen, welche wieder durch die Relation $\frac{l'}{l} = \frac{m'}{m} = \frac{n'}{n} = \lambda$ zusammenhängen. Aber die Gleichung (9) ist unter den zwischen den Koordinaten vorgeschriebenen Bedingungen im allgemeinen nicht erfüllbar. Nur für den Sonderfall $\lambda = 1$, also in ein und demselben Ionisationsgefäß, wird man zu jeder Funktion q eine ähnliche q' finden.

Am leichtesten wird Gleichung (9) für konstantes oder angenähert konstantes q zu erfüllen sein. Doch ist auch konstantes q praktisch kaum zu erreichen. Ionisiert man z. B. mit Röntgen- oder γ-Strahlen, so treten im Ionisationsgefäß immer gewisse Unregelmäßigkeiten auf. Erstens kann schon durch die verschiedene Entfernung der Strahlungsquelle von den verschiedenen Stellen im Innern des Gefäßes die Intensität der Strahlung und damit der Ionisation verschieden sein. Zweitens und vor allem wird in der Umgebung der beiden Elektroden die Ionisierung durch Sekundärstrahlen erhöht, und drittens können durch Absorption der Strahlung im Material der Elektroden Inhomogenitäten auftreten. So wirft z. B. die innere Elektrode eines Zylinderkondensators auf der dem Strahler abgewandten Seite einen Schatten. Bei einer Intensitätsänderung auf das ζ-fache werden wohl auch alle diese Inhomogenitäten auf das ζ-fache verändert, und es ist daher im ersten Sonderfall ($\lambda = 1$), d. h. in ein und demselben Gefäß, Gleichung (9) gut erfüllt. Hingegen wird sie im zweiten Sonderfall weniger gut erfüllt sein, da in geometrisch ähnlichen Gefäßen diese Inhomogenitäten nicht alle ähnlich verändert werden. So bleibt z. B. die den Elektroden benachbarte Gasschicht, welche durch Sekundärstrahlen

ionisiert wird, gleich dick. Man wird durch Wahl von Material niedriger Atomnummer die Sekundärstrahlung möglichst herabsetzen müssen, um auch im zweiten Fall Gleichung (9) möglichst zu befriedigen.

Berücksichtigt man schließlich die Diffusion, so ist den Ähnlichkeitsbetrachtungen das Gleichungssystem (1) zugrunde zu legen. Man erhält zu den drei Bedingungsgleichungen (2) noch eine vierte, nämlich insgesamt:

$$\zeta = \mu^2; \qquad \mu = \frac{\psi}{\lambda}; \qquad \gamma = \mu\psi; \qquad \mu = \psi^2.$$

Es bestehen also jetzt vier Gleichungen zwischen den fünf Größen ζ, μ, ψ, λ und γ, d. h. es ist nur mehr eine von ihnen frei wählbar. Hat man z. B. λ gewählt, so errechnen sich die anderen Ähnlichkeitskoeffizienten zu

$$\psi = \frac{1}{\lambda}; \qquad \mu = \frac{1}{\lambda^2}; \qquad \gamma = \frac{1}{\lambda^3}; \qquad \zeta = \frac{1}{\lambda^4}.$$

Es ist also in den beiden geometrisch ähnlichen Gefäßen, deren lineare Dimensionen sich wie λ verhalten, nur dann ähnliche Strömung vorhanden, wenn $\zeta = \frac{1}{\lambda^4}$ ist, oder, anders gesagt, es gibt für eine gegebene Charakteristik einen einzigen ähnlichen Fall. Das für diesen Fall zu wählende Spannungsverhältnis ist nach Gleichung (3) durch den Wert $\varphi = 1$ gegeben, d. h. die Spannung hat unverändert zu bleiben. Das Verhältnis der Gesamtströme I' ist dann für die drei Gefäßtypen mit drei-, zwei- und eindimensionaler Strömung beziehungsweise

$$\frac{I}{\lambda} = \sqrt[4]{\zeta}, \qquad \frac{I}{\lambda^2} = \sqrt{\zeta} \qquad \text{und} \qquad \frac{I}{\lambda^3} = \sqrt[4]{\zeta^3}.$$

Für $\lambda = 1$, also in ein und demselben Gefäß, gibt es bei Berücksichtigung der Diffusion zu einem gegebenen Fall keinen zweiten ähnlichen, da mit λ auch alle anderen Ähnlichkeitskoeffizienten gleich 1 werden.

Wien, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 16. Januar 1934.)

VORTRÄGE VON DER 17. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 8. UND 9. JANUAR 1934 ZU HALLE A. S.

Horst Teichmann (Dresden), Das Thyratron als α-Teilchenzähler.

Die Zählung von α-Teilchen läuft praktisch auf eine Zählung von Spannungs- bzw. Stromimpulsen hinaus, sofern man sie elektrisch registriert, weil über die Zwischenapparatur: Ionisationskammer bzw. Geigerscher Spitzenzähler-Verstärker jedes eintreffende Teilchen einen elektrischen Impuls auslöst.

Die Zählung ist einfach, solange die mittlere Zahl der in der Sekunde eintreffenden elektrischen Impulse kleiner als 16 ist. Solange lassen sie sich nämlich mit einem Telephonzähler zählen. Ist die Teilchenzahl größer, werden bis zu 100 elektrische Impulse in der Sekunde ausgelöst, so kann man sich mit Vorteil eines mechanischen Schnellzählgerätes bedienen, wie eines von F. Löhle[1]) beschrieben, und wie ein anderes von der AEG. entwickelt worden ist. F. Löhle gibt an bequem bis zu 50 elektrische Impulse zählen zu können. Die AEG. erreicht, nach einer mündlichen Mitteilung von Herrn A. Glaser, eine maximale Zählgeschwindigkeit von 100 elektrischen Impulsen in der Sekunde. Dieses Relais stellt hinsichtlich der Zählgeschwindigkeit zur Zeit die Grenze dessen dar, was mechanisch erreicht werden kann.

Damit können wir uns jedoch nicht zufrieden geben, denn erst wenn 10000 α-Teilchen in der Sekunde eintreffen, sind wir in der Lage, sie an der Grenze unserer Meßgenauigkeit integral als elektrischen Strom nachzuweisen. Das Intervall von 10^2–10^4 elektrischen Impulsen in der Sekunde gilt es demnach durch geeignete Zählvorrichtungen zu überbrücken.

Eine weitere Steigerung der Zählgeschwindigkeit läßt sich nur mittels eines elektrischen Relais erreichen. Eine sehr sinnreiche Vorrichtung hat C. E. Wynn-Williams[1]) angegeben.

1) F. Löhle, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **46**, 169, 1933.

1) C. E. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 312, 1932.

Er verwendet als elektrische Relais Thyratrons. Seine Apparatur besteht in ihrer endgültigen Form („Scale of Two") aus einer, von der erforderlichen Zählgeschwindigkeit abhängigen Anzahl von Aggregaten von je zwei Thyratrons, von denen eines im Ruhezustand stets brennt (Fig. 1). Die Wirkungsweise ist folgende:

Der elektrische Impuls, der über zwei Gitterkondensatoren C_1 und C_2 den beiden Thyratrons zugeführt wird, zündet das vorerst nicht brennende Thyratron, welches seinerseits während des Zündens das von Anbeginn brennende Thyratron über den Löschkondensator C_3 zum Verlöschen bringt. Beim Eintreffen des nächsten elektrisehen Impulses (J) wiederholt sich das Spiel in umgekehrter Reihenfolge. Greift man,

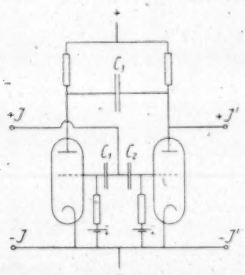


Fig. 1. Thyratronaggregat nach C. E. Wynn-Williams.

wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, an einem Thyratron abermals elektrische Impulse (J') ab, so besteht für n hintereinandergeschaltete Aggregate die Beziehung:

$$J' = \frac{J}{2^n}.$$

Schließt man beispielsweise, wie wir es praktisch ausgeführt haben, an ein System von 3 Aggregaten (6 Thyratrons) einen Telephonzähler an, so ist dadurch dessen Zählgeschwindigkeit verachtfacht, denn das Zählsystem gibt nur aller acht eintreffenden Impulse einen Impuls ab.

Theoretisch ist eine beliebige Steigerung der Zählgeschwindigkeit durch Erhöhung der Anzahl der Aggregate denkbar. Praktisch werden jedoch je nach der Wahl der Thyratrons (in unserem Falle REN-1104-Röhren mit *Hg*-Dampffüllung) die Schwierigkeiten immer größer, das Auftreten unbeabsichtigter Kippschwingungen zu vermeiden. Daher haben wir in Abweichung von der von C. E. Wynn-Williams angegebenen Schaltung in die Impulszuleitungen zwischen den einzelnen Aggregaten Gleichrichterröhren (RGN 354) eingeschaltet, die nur positiven Impulsen den Weg zu den Gittern der Thyratrons des nächsten Aggregates freigeben. Ein weiterer praktischer Hinderungsgrund ist der hohe Preis der Thyratrons, von denen man für n Aggregate die Anzahl $2n$ benötigt.

Diese Gründe bestimmten mich, nach einer Schaltung zu suchen, die eine große Steigerung der Zählgeschwindigkeit unter Verwendung möglichst weniger Thyratrons gewährleistet. Der Grundgedanke ist, die mit den elektrischen Impulsen eintreffende elektrische Ladung zu akkumulieren, und durch sie beim Erreichen eines bestimmten Betrages ein Thyratron zum Ansprechen zu bringen. Dies wird durch die in Fig. 2 angegebene Schaltung verwirklicht. Ein Thyratron (T 167 der AEG.) ist in der bekannten Weise in Kippschwingschaltung geschaltet. Die eintreffenden Impulse werden dem Aggregat über eine Gleichrichterröhre (RGN 354) zugeführt. Dies bewirkt, daß sich auf den strichpunktiert um-

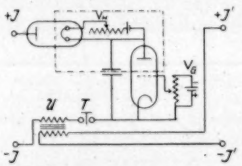


Fig. 2. Zählmethode nach dem Akkumulationsprinzip.

rahmten Teilen der Schaltung solange Ladung ansammeln kann, bis das Aufladepotential den Wert der Zündspannung des Thyratrons erreicht hat. Dann kippt das Thyratron, und das Spiel beginnt von neuem. Die Isolation des sich aufladenden Teiles der Apparatur braucht nicht besonders gesteigert zu werden, da über den Kondensator C gemäß dessen kapazitiven Widerstandes, der von der „Frequenz" der eintreffenden Impulse abhängt, sowieso dauernd ein Ladungsabfluß stattfindet. Die Kippstöße des Thyratrons (abgegebene elektrische Impulse J') werden entweder mittels eines Telephons T abgehört oder über einen Transformator U unter Zwischenschaltung eines Verstärkers einem Telephonzähler zugeführt.

Durch verschiedene Wahl der Kapazität C, der Gittervorspannung V_G des Thyratrons, der Heizspannung V_H der Gleichrichterröhre und der Größe der eintreffenden Impulse – diese ist von der Art der Zwischenverstärkung abhängig – läßt sich die Zählgeschwindigkeit in weiten Grenzen regeln. Für die quantitative Auswertung der Meßergebnisse ist eine Auseichung der Apparatur erforderlich.

Da bei Impulszahlen von durchschnittlich 10^2–10^4 in der Sekunde ($\overline{N}$) die mittlere Abweichung (ε) infolge der Schwankungserscheinungen bei der Emission der α-Teilchen 10 bis 1 Proz. beträgt ($\varepsilon^2 = \overline{N}$), kann die Auseichung mit periodisch aufeinanderfolgenden Impulsen erfolgen. Am zweckmäßigsten verwendet man dazu eine Lichtsirene. In Fig. 3 ist das Ergebnis

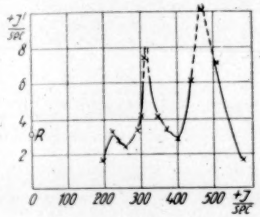


Fig. 3. Eichkurve der neuen Zählschaltung. Abszisse: eintreffende Impulse/Sek. Ordinate: abgegebene Impulse/Sek.

einer solchen Auseichung für $C = 10000$ cm; $V_G = 2{,}05$ V; $V_H = 1{,}34$ V und $V_A = 110$ V (in diesem Falle äquivalent mit der Saugspannung der Photozelle in der Lichtsirene) wiedergegeben. Die Kippeigenfrequenz des Systems gibt der Punkt R an. Man erkennt, daß, falls die Frequenz der eintreffenden Impulse die Kippfrequenz überschreitet, eine Art Schwebungserscheinungen auftreten. Für die praktische Anwendung der Zählmethode ist es zweckmäßig, durch geeignete Wahl der oben angeführten Parameter, insbesondere von V_G, möglichst unter der Kippeigenfrequenz auf dem ersten Ast der Kurve zu arbeiten.

α-Teilchen verschiedener Reichweite werden durch verschieden starke Ionisationen verschieden große elektrische Impulse auslösen. Die Zählapparatur kann aber, da sie auf Ladungsakkumulation beruht, zwischen einer kleinen Anzahl großer Impulse und einer großen Anzahl kleiner Impulse nicht unterscheiden. Man muß daher im Zwischenverstärker die letzte Röhre im oberen Teil ihrer Charakteristik arbeiten lassen, um große Spannungs- bzw. Stromimpulse zu beschneiden, und lediglich gleichgroße Impulse in die Zählapparatur hineinzulassen. Eine weitere Fehlerquelle kann in der verschiedenen Steilheit der eintreffenden Spannungsimpulse erblickt werden. Darüber lassen sich aus den vorliegenden Messungen noch keine Schlüsse ziehen. Es ist jedoch anzunehmen, daß dieser Fehler kleiner als die durch die allgemeinen statistischen Schwankungserscheinungen bedingten ist.

Bei der Ausführung der Versuche hat mir Herr cand. phys. W. Uhlmann geholfen. Herrn Direktor Dr. K. Mey und Herrn Dr. W. Statz, Osram-Werke, sowie der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danke ich für die Bereitstellung von Mitteln zur Durchführung der Versuche.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Dresden, Januar 1934.

F. Wisshak (Jena), Über die Wahrscheinlichkeit der Doppelionisation im Röntgengebiet.

Die Frage nach der Häufigkeit eines Ionisierungsvorganges im Röntgengebiet wird beantwortet mit Hilfe der Intensitäten der Röntgenspektrallinien. Die absolut gemessene Intensität einer Linie gibt durch Division mit der zugehörigen Energie eines Lichtquants $h\nu$ die Anzahl emittierter Quanten. Aus den relativen Linienintensitäten und aus dem Nutzeffekt der Fluoreszenzstrahlung folgt dann ferner die Gesamtzahl der in der betreffenden Schale ionisierten Atome. Unter dem Nutzeffekt der Fluoreszenzstrahlung sei das Verhältnis der Anzahl emittierter Quanten zur Anzahl in einer Schale absorbierter Quanten verstanden.

Die Häufigkeit einer Doppel- und Mehrfachionisation ergibt sich demnach aus den Intensitäten der Nichtdiagrammlinien oder Röntgenfunkenlinien. Diese treten meist als schwache Begleiter der eigentlichen Diagrammlinien auf und sind infolge ihrer vergleichsweise sehr geringen Intensität und ihres kleinen Abstandes schwer von den Hauptlinien zu trennen. Auf die verschiedenen Deutungsversuche mit diesen Linien soll hier nicht eingegangen werden. Unter einem einheitlichen Gesichtspunkte lassen sie sich trotz vieler Bemühungen in dieser Hinsicht noch nicht verstehen. Es ist jedoch sehr wahrscheinlich, daß sie von mehrfach ionisierten Atomen ausgehen. Dies gilt vor allem für diejenigen, welche auf der kurzwelligen Seite der Hauptlinie stehen. Die Frage, ob es sich dabei um eine mehrfache Ionisation der inneren Schalen oder um eine gleichzeitige Ionisation einer inneren und einer äußeren Schale handelt, läßt sich nicht mit Sicherheit beantworten.

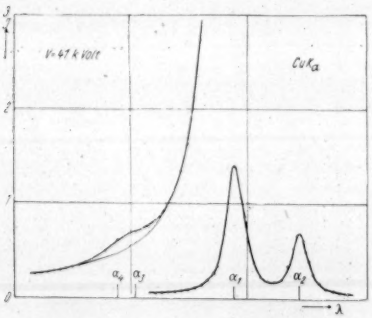
Im folgenden handelt es sich um Intensitätsmessungen an den Funkenlinien α_3 und α_4 aus der K-Serie von Kupfer. Sie liegen auf der kurzwelligen Seite von α_1 und α_2. Die Wellenlängen der vier Linien sind nach Messungen von Dauvillier[1]):

1) A. Dauvillier, C. r. Acad. Sci. Paris. **174**, 443, 1922.

Tabelle I.

	λ (X-Einheiten)
α_1	1537.4
α_2	1541.2
α_3	1531.3
α_4	1530.1

Die Intensität wurde nach der Ionisationsmethode gemessen. Zur spektralen Zerlegung diente ein Doppelspektrometer mit zwei Kalkspatkristallen. Figur gibt als Beispiel eine Messung bei 41 kV. Auf der λ-Achse ist der Ort jeder Linie nach Dauvillier durch einen Strich markiert. Im Bereich der Linien α_3 und α_4, die nicht voneinander getrennt werden konnten, ist der Maßstab um den Faktor 25 vergrößert. Die beiden Funkenlinien machen sich infolge ihrer



geringen Intensität nur als geringfügige Ausbuchtung am Ausläufer der α_1-Linie bemerkbar. Um die Funkenlinien von ihrem Untergrunde zu trennen, wurde durch je zwei Punkte rechts und links der Linien eine gerechnete Kurve gezogen. Als Maß für die Intensität wurde der für die Funkenlinien übrigbleibende Flächeninhalt angesehen. Die Intensität der Funkenlinien wurde mit der ebenso bestimmten Intensität der Bogenlinien verglichen. In Tabelle II ist für verschiedene Spannungen das gemessene Intensitätsverhältnis angegeben.

Tabelle II.

Spannung (kV)	$\frac{J_{1,2}}{J_{3,4}}$	Spannung (kV)	$\frac{J_{1,2}}{J_{3,4}}$
27,6	216	39,2	168
31,0	178	40,8	162
31,0	202	40,8	232
34,5	132	44,0	203
37,7	168	44,0	194
37,7	163	48,0	141
39,2	233	48,0	130

Infolge der relativ großen Streuung der Einzelwerte läßt sich vorerst noch nichts über die Spannungsabhängigkeit von $\frac{J_{1,2}}{J_{3,4}}$ aussagen. Der Mittelwert in dem Bereich zwischen 28 kV und 48 kV beträgt

$$\frac{J_{1,2}}{J_{3,4}} = 180 \pm 50.$$

Nach Messungen an denselben Linien von Du Mond und Hoyt[1]) ist das Verhältnis $\frac{J_1}{J_{3,4}}$ zwischen 12 und 50 kV konstant und dem Betrage nach gleich 120. Da das Verhältnis $\frac{J_1}{J_2} = 2$ ist, sind die Messungen unter sich in vollkommener Übereinstimmung.

In einer früheren Arbeit[2]) wurde die Wahrscheinlichkeit für die Einfachionisation der K-Schale absolut bestimmt. Dabei ergab sich für 30 kV die von einem Kathodenstrahlteilchen längs seiner Bahn erzeugte Anzahl Einfachionisationen der K-Schale zu $S_1 = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$. Durch Division mit 180 ergibt sich demnach die Wahrscheinlichkeit für eine Doppelionisation für dieselbe Spannung zu $S_2 = 2 \cdot 10^{-5}$.

Die Messungen wurden durch die Notgemeinschaft und die Helmholtzgesellschaft reichlich unterstützt, wofür auch hier herzlich gedankt sein soll.

1) Du Mond und Hoyt, Phys. Rev. **36**, 799, 1930.
2) F. Wisshak, Ann. d. Phys. **5**, 507, 1930.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Hans Funk (Jena), Über die Ionisierungsfunktion der Edelgase.

Die experimentellen Befunde über die Form der Ionisierungsfunktion bei Ionisierung durch langsamen Elektronenstoß sind nicht einheitlich. In der Neuauflage des Handbuchs der Physik[1]) sind für die Edelgase *He*, *Ne* und *A* Kurven verschiedener Autoren wiedergegeben, bei denen sich in der Lage des Maximums für jedes dieser Gase beträchtliche Abweichungen (bis zu etwa 100 Proz.) zeigen. Die Ursache dafür kann nicht genau angegeben werden. Bei den neuesten Messungen (Smith)[2]) liegt das Maximum der Ionisierung beim 4,5–8fachen der Ionisierungsspannung. Sowohl bei den Messungen von Smith als auch bei den früheren

1) Handbuch der Physik von Geiger-Scheel, 2. Aufl., 1933, Bd. **23**, 1. Hälfte, Artikel von de Groot und Penning, S. 93 ff.
2) P. T. Smith, Phys. Rev. **36**, 1293, 1930.

Messungen an den Edelgasen erfüllte der zu untersuchende Stoff den ganzen Stoßraum als Gas von niederem Druck.

Einen anderen Verlauf ergeben die Messungen am Atomstrahl; solche Messungen sind bisher gemacht an den Alkalien, und zwar an *Na* und *K*[1]) sowie an *Rb* (noch unveröffentlicht), sie ergeben das Maximum der Ionisierung beim Doppelten der Ionisierungsspannung. Die Edelgase sind nach der Methode des Atomstrahls bisher noch nicht untersucht worden. Es wurde deshalb der Versuch gemacht, festzustellen, ob sich die Atomstrahlmethode auf die Edelgase anwenden läßt. Da sich die Atome eines Edelgasatomstrahls nicht, wie die Alkalien, durch Niederschlagung aus dem Atomstrahl entfernen lassen, mußte durch eine starke Pumpwirkung für eine rasche Wegschaffung gesorgt werden. Gleichzeitig wurde durch eine Steigerung der Intensität des Atomstrahls eine Vergrößerung des Ionenstroms angestrebt. Das Prinzip der Anordnung war, wie früher[1]) beschrieben, daß man einen Atomstrahl und einen Elektronenstrahl sich senkrecht durchkreuzen läßt. Da die Pumpwirkung auch einer starken Diffusionspumpe aber nicht so kräftig ist, daß alle ankommenden Atome sofort restlos abgepumpt werden, bleibt im Stoßraum immer ein gewisser „Restgasdruck" bestehen, der aus Atomen derselben Art besteht wie der Atomstrahl selbst. Es wurde erwartet, daß es sich erreichen lassen würde, Pumpwirkung und Atomstrahlintensität so gegeneinander abzustimmen, daß die Zahl der Atome/cm³, die Bestandteile des Atomstrahls waren, größer sein würde als die Zahl der Atome/cm³, die zum Restgas gehörten. Diese Erwartung hat sich nicht erfüllt. Es wurden trotzdem Messungen an den Edelgasen *He*, *Ne* und *A* ausgeführt, die gemessenen Kurven beziehen sich aber nicht auf Atomstrahl, sondern auf Gas. Die Meßergebnisse bieten dessenungeachtet Interesse aus dem Grunde, weil die hier vorkommenden Gasdrucke um etwa zwei Zehnerpotenzen kleiner waren als die von Smith verwendeten. Der Druck im Stoßraum wurde mit einem Ionisationsmanometer gemessen.

Die erhaltenen Kurven ergaben folgende Lagen der Maxima: *He* 120 V, *Ne* 130 V, *A* 85 V und keine Andeutung von zwei Maximis.

Eine etwas ausführlichere Darstellung wird demnächst erscheinen. Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München ausgeführt; sie konnte aus äußeren Gründen nicht fortgesetzt werden.

Jena, Institut für angewandte Optik, Januar 1934.

1) H. Funk, Ann. d. Phys. **4**, 149, 1930.

BERICHTE.

Bericht über die magnetokalorische Erzeugung extrem tiefer Temperaturen.

Von W. Meißner.

Die magnetokalorische Temperaturerniedrigung wird folgendermaßen erreicht: Man magnetisiert einen paramagnetischen Körper möglichst hoch isotherm, wobei die etwa entstehende Wärme an ein geeignetes Kühlmittel abgeführt wird. Sodann hebt man den Wärmekontakt mit dem Kühlmittel möglichst weitgehend auf und entmagnetisiert die Substanz adiabatisch. Bei geeigneter Wahl der paramagnetischen Substanz kühlt sie sich dann weiter ab.

Daß plötzliche Entmagnetisierung unter Umständen eine Abkühlung bewirkt, haben Weiß und Piccard (2) durch Messungen an Nickel in der Nähe des Curiepunktes gezeigt[1]). Langevin (1) leitete vor ihnen ab, daß ein sehr kleiner Kühleffekt bei Sauerstoff zu erwarten ist. Die Zusammenhänge mit der Thermodynamik traten schon in den experimentellen Arbeiten Curies über die Suszeptibilität hervor, die Langevin zu seiner Theorie anregten. Meißner (3) entwickelte später Formeln für die Größe des magnetokalorischen Effektes. Debye (5) und Giauque (6) schlugen unabhängig voneinander vor, durch adiabatische Entmagnetisierung von Gadoliniumsulfat, das mit Hilfe von flüssigem Helium möglichst tief vorgekühlt ist, extrem tiefe Temperaturen, d. h. Temperaturen unter 1° abs. herzustellen, wobei sie die zu erwartenden Effekte berechneten. Nach diesem Verfahren sind in der letzten Zeit von Giauque sowie von de Haas und Mitarbeitern umfangreiche Versuche angestellt worden. Letztere haben dabei auch andere Substanzen als Gadoliniumsulfat verwendet.

I. Grundlagen des magnetokalorischen Verfahrens.

Es fragt sich, worauf es ankommt, um bei diesem Verfahren einen möglichst günstigen Effekt zu erhalten.

Bei der adiabatischen Entmagnetisierung muß die Entropie S konstant bleiben. Ferner

1) Die in Klammern gesetzten Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluß des Berichtes.

ist stets der Druck p konstant, da die Substanz sich im Vakuum befindet. Man kann daher S als Funktion der Temperatur T und der magnetischen Feldstärke H in der Substanz ansehen und erhält also für den Entmagnetisierungsvorgang

$$dS = 0 = \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{p,T} dH + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,H} dT$$

oder

$$dT = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{p,T}}{\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,H}} dH. \qquad (1)$$

Da die betrachteten Vorgänge reversibel sind, kann man $dS = \frac{dQ}{T}$ setzen, wobei dQ die der Substanz von außen zugeführte Wärme ist. Drückt man dQ nach dem Energieprinzip aus und berücksichtigt dabei die bei der Magnetisierung nach außen abgegebene Arbeit, so erhält man, wenn man alles auf ein Mol vom Volumen V bezieht:

$$\left.\begin{aligned} dS &= \frac{dU + p\,dV + HV\chi\,dH}{T} \\ &= \frac{dJ - V\,dp + HV\chi\,dH}{T}. \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

Hierbei ist χ die Suszeptibilität des Materials pro cm³, U die innere Energie und $J = U + pV$ die Enthalpie pro Mol.

Aus (2) folgt:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,H} = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_{p,H} = \frac{C_{p,H}}{T}, \qquad (2a)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{p,T} = \frac{1}{T}\left[\left(\frac{\partial J}{\partial H}\right)_{p,T} + HV\chi\right]. \qquad (2b)$$

C_p, die Molwärme bei konstantem Druck, ist hierbei auch vom Magnetfeld abhängig.

Da dS ein vollständiges Differential, also $\frac{\partial^2 S}{\partial T\,\partial H} = \frac{\partial^2 S}{\partial H\,\partial T}$ ist, erhält man nach (2a) und (2b):

$$\left(\frac{\partial J}{\partial H}\right)_{p,T} + HV\chi = TH\left(\frac{\partial (V\chi)}{\partial T}\right)_{p,H}. \qquad (3)$$

Aus (2b) und (3) folgt [Meißner (3)]:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{p,T} = H\left(\frac{\partial (V\chi)}{\partial T}\right)_{p,H}. \qquad (3a)$$

Es sei betont, daß die Beziehung (3a) nach ihrer Herleitung auch dann gilt, wenn U von H abhängig ist. Eine (3a) entsprechende Gleichung wurde auch von Giauque (6) abgeleitet und von Kürti (10) benutzt. Aus (1), (2a) und (3a) erhält man schließlich

$$dT = -\frac{TH\left(\frac{\partial (V\chi)}{\partial T}\right)_{p,H}}{C_{p,H}} dH. \qquad (4)$$

Nach (4) kommt es darauf an, daß $\partial(V\chi)/\partial T$ möglichst groß und C_p möglichst klein ist. Im allgemeinen hatte man früher gefunden, daß die Suszeptibilität in tiefen Temperaturen konstant wird entsprechend dem Curie-Weißschen Gesetz:

$$\chi = \frac{C}{T + D}. \qquad (5)$$

Bei Gadoliniumsulfat dagegen hatten Woltjer und Kamerlingh Onnes (4) bis herab zu 1,3° abs. ein Anwachsen der Suszeptibilität festgestellt. Dies war der Grund, warum Debye und Giauque das Gadoliniumsulfat zur Erzeugung extrem tiefer Temperaturen nach dem magnetokalorischen Verfahren geeignet erschien. Auch die Messungen von C_p, die Giauque und Clark (9) durchführten, ergaben zunächst einen Abfall etwa entsprechend dem Debyeschen T^3-Gesetz. Später jedoch fanden Kürti (11) sowie Giauque und McDougall (12), daß die spezifische Wärme des Gadoliniumsulfats in noch tieferen Temperaturen wieder stark ansteigt, so daß diese Substanz mit Rücksicht auf (4) doch nicht besonders geeignet für die Durchführung des magnetokalorischen Verfahrens ist.

Es fragt sich, welches die Gründe hierfür sind und welche anderen Substanzen etwa in Frage kommen. Es zeigt sich zunächst theoretisch und experimentell, daß das ursprüngliche Curie-Langevinsche Gesetz $\chi = C/T$ am ehesten in tiefen Temperaturen erhalten bleibt, wenn man es mit einer sogenannten verdünnten magnetischen Lösung zu tun hat, bei der die einzelnen magnetischen Atome verhältnismäßig weit voneinander entfernt sind, so daß ihre gegenseitige Beeinflussung klein ist. Derartige verdünnte magnetische Lösungen stellen die paramagnetischen Salze dar, bei denen die paramagnetischen Metallionen verhältnismäßig großen Abstand voneinander haben. Paramagnetische Ionen kommen nur an zwei Stellen des periodischen Systems vor, nämlich nur bei den Übergangsmetallen Titan bis Kupfer und bei den Metallen der seltenen Erden. Tabelle I und II gibt für die beiden Gruppen die Elektronenanordnung wieder. Man sieht, daß nach Fortnahme der Valenzelektronen in der ersten Gruppe die paramagnetischen Ionen nicht voll mit Elektronen aufgefüllte Untergruppen an der Oberfläche des Ions besitzen, während bei der Gruppe der seltenen Erdmetalle die nicht voll aufgefüllten Untergruppen im Inneren von voll aufgefüllten Untergruppen sich befinden. Aus der nicht völligen Auffüllung der Untergruppen mit Elektronen und der damit verbundenen Unsymmetrie der Anordnung entspringt die paramagnetische Suszeptibilität. Bei Kenntnis des Grundzustandes des betreffenden Ions, d. h. des Zustandes der

Tabelle I.

Schale			K	L		M		
Hauptquantenzahl		$n=$	1	2		3		
Nebenquantenzahl		$l=$	0	0	1	0	1	2
Innere Quantenzahl		$j=$	$1/2$	$1/2$	$1/2$ $3/2$	$1/2$	$1/2$ $3/2$	$3/2$ $5/2$
Elektronenzahl Z für Atom	Ion	Elektronenzahl Z für Ion	Suszeptibilität χ	Elektronenzahl im Zustand					
				$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$
22	$Ti^{\cdots}$	19	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	1
23	$(V^{\cdots})$	20	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	2
23	$(V^{\cdot\cdot})$	21	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	3
24	$Cr^{\cdots}$	21	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	3
24	$Cr^{\cdot\cdot}$	22	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	4
25	$(Mn^{\cdots})$	22	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	4
25	$Mn^{\cdot\cdot}$	23	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	5
26	$Fe^{\cdots}$	23	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	5
26	$Fe^{\cdot\cdot}$	24	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	6
27	$Co^{\cdot\cdot}$	25	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	7
28	$Ni^{\cdot\cdot}$	26	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	8
29	$Cu^{\cdot\cdot}$	27	+	2	2	2 + 4	2	2 + 4	9

Elektronen in der nicht aufgefüllten Gruppe im Grundzustand, kann man die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität quantentheoretisch berechnen, falls man die gegenseitige Beeinflussung der Ionen und den Einfluß eines etwa vorhandenen inneren elektrischen Feldes (innerer Stark-Effekt) vernachlässigt. Eine solche Berechnung führte Giauque (6) für Gadoliniumsulfat durch. Bei Gadoliniumsulfat ist der Grundzustand des Ions ein S-Term. Die gesamte innere Quantenzahl im Grundzustand ist gleich $7/2$. Es gibt daher nach der Quantentheorie im magnetischen Feld 8 Einstellungen des resultierenden magnetischen Moments. Die Zahl der Ionen, bei denen die einzelnen Einstellungen vorhanden sind, hängt von der Temperatur und der Stärke des Magnetfeldes ab, wie dies z. B. Giauque im einzelnen berechnete. Da bei unendlich schwachem Magnetfeld und bei $T=0$ die 8 Einstellungen, die alle gleiche Energie haben, da sie zur selben Hauptquantenzahl gehören, gleiche Wahrscheinlichkeit besitzen, der Zustand also im Sinne der Quantentheorie 8fach entartet ist, muß man am absoluten Nullpunkt entsprechend der allgemeinen Definition der Entropie als $k \ln W$ dem Gadoliniumsulfat eine Entropie $R \ln 8$ pro Mol zuschreiben. Dieser Entropiebetrag würde auch bei geeigneten Experimenten, etwa bei Messung der Dampfdruckkurve od. dgl. sich in höheren Temperaturen bemerkbar machen und ein Versagen des Nernstschen Wärmetheorems vortäuschen. Tatsächlich aber wird zufolge geringer Wechselwirkung der einzelnen Ionen untereinander oder zufolge eines geringen inneren Stark-Effektes eine kleine Aufspaltung des Grundzustandes des Gadoliniumions stattfinden. Dann gibt es nicht 8 Einstellungen gleicher Energie im unendlich schwachen Magnetfeld, sondern unter den möglichen Einstellungen wird sich eine vorfinden, die bei $T=0$ die kleinste Energie besitzt und daher die größte Wahrscheinlichkeit der Einstellung. Diese Einstellung müssen dann schließlich alle Ionen bei $T=0$ annehmen, wodurch das Versagen des Nernstschen Wärmetheorems beseitigt ist.

Tabelle II.

Schale			K	L	M	N				O	
Hauptquantenzahl		$n=$	1	2	3	4				5	
Nebenquantenzahl		$l=$	0	01	012	0	1	2	3	0	1
Innere Quantenzahl		$j=$	$1/2$	—	—	$1/2$	$1/2$ $3/2$	$3/2$ $5/2$	$5/2$ $7/2$	$1/2$	$1/2$ $3/2$
Elektronenzahl Z für Atom	Ion	Elektronenzahl Z für Ion	Suszeptibilität χ	Elektronenzahl im Zustand							
				$1s$	$2s$ $2p$	$3s$ $3p$ $3d$	$4s$	$4p$	$4d$ $4f$	$5s$	$5p$
58	$Ce^{\cdots}$	55	+	2	8	18	8	4 + 6	1	2	2 + 4
59	$Pr^{\cdots\cdot}$	55	+	2	8	18	8	4 + 6	1	2	2 + 4
59	$Pr^{\cdots}$	56	+	2	8	18	8	4 + 6	2	2	2 + 4
60	$Nd^{\cdots}$	57	+	2	8	18	8	4 + 6	3	2	2 + 4
62	$Sm^{\cdots}$	59	+	2	8	18	8	4 + 6	5	2	2 + 4
63	$Eu^{\cdots}$	60	+	2	8	18	8	4 + 6	6	2	2 + 4
64	$Gd^{\cdots}$	61	+	2	8	18	8	4 + 6	7	2	2 + 4
65	$Tb^{\cdots}$	62	+	2	8	18	8	4 + 6	8	2	2 + 4
66	$Dy^{\cdots}$	63	+	2	8	18	8	4 + 6	9	2	2 + 4
67	$Ho^{\cdots}$	64	+	2	8	18	8	4 + 6	10	2	2 + 4
68	$Er^{\cdots}$	65	+	2	8	18	8	4 + 6	11	2	2 + 4
69	$Tu^{\cdots}$	66	+	2	8	18	8	4 + 6	12	2	2 + 4
70	$Yb^{\cdots}$	67	+	2	8	18	8	4 + 6	13	2	2 + 4

Geht man nun aber von $T = 0$ an mit der Temperatur in die Höhe, so werden durch die einsetzende Wärmebewegung allmählich die sämtlichen der Aufspaltung des Grundzustandes entsprechenden Energieniveaus angeregt, und dem entspricht eine Anomalie der spezifischen Wärme, die ihr Maximum etwa für diejenige Temperatur hat, bei der der Energieunterschied der Aufspaltungsterme von der Größenordnung kT ist. Für Temperaturen, die groß gegen die so gekennzeichnete Umwandlungstemperatur sind, verschwindet die Anomalie wieder völlig. Bezeichnet man den Unterschied der spezifischen Wärme gegenüber dem nach dem Debyeschen T^3-Gesetz zu erwartenden mit ΔC, so muß

$$\int_0^\infty \frac{\Delta C}{T}\, dT = R \cdot \ln 8$$

sein, d. h. gleich der scheinbaren Nullpunkts-Entropie. Die Messungen von Kürti (11) sowie von Giauque und McDougall (12) entsprechen diesen Überlegungen. Kürti maß die spezifische Wärme direkt bis herunter zu 1,8° abs. und erhielt die in Abb. 1 dargestellten Resultate.

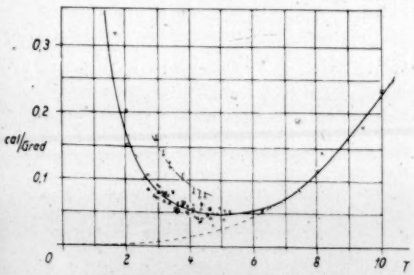


Abb. 1. Wärmekapazität von 1 g-Ion Gadoliniumsulfat nach Kürti.

Giauque und McDougall ermittelten die Anomalie der spezifischen Wärme nur indirekt: sie maßen bis herunter zu 0,28° abs. die durch den magnetokalorischen Effekt auftretende Temperaturerniedrigung, wobei sie von etwa 1,3° abs. ausgingen. Aus der so experimentell ermittelten Temperaturerniedrigung berechneten sie entsprechend (3) die Änderung ΔS_H der magnetischen Entropie, wobei sie ihre rechnerisch gewonnene Suszeptibilitätskurve bzw. die ihr entsprechende Kurve für die magnetische Entropie benutzten. Andererseits berechneten sie die dem Debyeschen T^3-Gesetz entsprechende Änderung der thermischen Entropie ΔS_{Debye}, die bis auf das Vorzeichen ΔS_H gleich sein müßte, wenn keine Anomalie der spezifischen Wärme einträte. Aus dem im Gegensatz hierzu gefundenen Unterschied zwischen ΔS_H und ΔS_{Debye} berechneten sie die Anomalie ΔC der spezifischen Wärme für verschiedene Endtemperaturen entsprechend der Beziehung

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{\Delta C}{T}\, dT = \Delta S_H + \Delta S_{\text{Debye}}. \qquad (6)$$

Sie finden so die in Abb. 2 dargestellte Anomalie der spezifischen Wärme, die sich der von Kürti direkt gemessenen gut anschließt. Diese Anomalie der spezifischen Wärme läßt Gadoliniumsulfat als nicht besonders geeignet erscheinen.

Bei der Frage, welche paramagnetischen Salze geeigneter sein können, ist zunächst folgendes zu beachten: Nach quantentheoretischen Arbeiten von Kramers (14) ist zu erwarten, daß für diejenigen Ionen der seltenen Erden, die eine gerade Anzahl von Elektronen besitzen, die Suszeptibilität in tieferen Temperaturen temperaturunabhängig wird, dagegen nicht bei den Ionen mit ungeradzahligen Elektronenzahlen. Dies

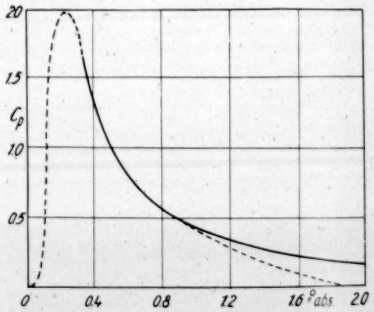


Abb. 2. Anomalie der spezifischen Wärme des Gadoliniumsulfats nach Giauque und McDougall.

wird teilweise durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt. So gibt z. B. Abb. 3 nach Messungen von Gorter und de Haas (8) die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Temperatur für $Pr_2(SO_4)_3 \cdot 8\, H_2O$ wieder, wobei das Pr-Ion eine gerade Elektronenzahl besitzt. Abb. 4 zeigt nach Messungen derselben Forscher die Suszeptibilitätskurve für $Nd_2(SO_4)_3 \cdot 8\, H_2O$, wobei das Nd-Ion eine ungerade Anzahl Elektronen besitzt. Auch für CeF_3, dessen Ionen ungeradzahlige Elektronenzahlen haben, verläuft die Suszeptibilitätskurve entsprechend Abb. 4. Es gibt aber auch Substanzen, für die das Kramerssche Gesetz anscheinend nicht zutrifft, wie z. B. das kristallwasserfreie $Pr_2(SO_4)_3$. Bei diesem Salz ähnelt die Suszeptibilitätskurve mehr Abb. 4 als

Abb. 3. Vielleicht tritt bei ihm das Konstantwerden der Suszeptibilität entsprechend dem Kramersschen Gesetz erst in etwas tieferen Temperaturen ein.

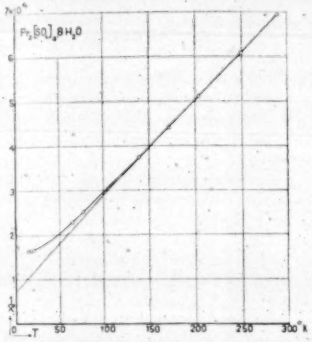


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität χ von $Pr_2(SO_4)_3 \cdot 8\,H_2O$ nach Gorter und de Haas.

Auf jeden Fall wird man grundsätzlich mit Rücksicht auf das Nernstsche Wärmetheorem erwarten müssen, daß auch bei denjenigen paramagnetischen Salzen, deren Suszeptibilitätskurve Abb. 4 ähnelt, in der Nähe des absoluten Null-

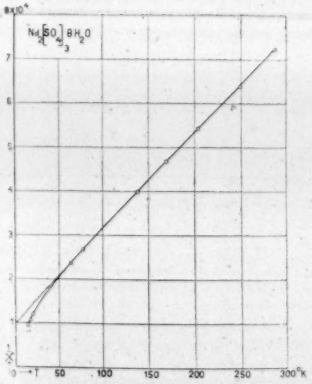


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität χ von $Nd_2(SO_4)_3 \cdot 8\,H_2O$ nach Gorter und de Haas.

punktes χ temperaturunabhängig wird und daß der Grundzustand strenggenommen nicht entartet ist, daß es also bei $T = O$ einen ausgezeichneten Zustand kleinster Energie gibt. Es kommt aber darauf an, daß das Maximum der der Aufspaltung des entarteten Grundzustandes des Ions entsprechenden Anomalie der spezifischen Wärme bei möglichst tiefen Temperaturen liegt, so daß sie nicht störend auf das magnetokalorische Verfahren wirkt. Man könnte auch an Fälle denken, bei denen die der Aufspaltung entsprechende Anomalie der spezifischen Wärme oberhalb der Ausgangstemperatur des magnetokalorischen Verfahrens liegt. Dazu aber sind große Wechselwirkungskräfte zwischen den Ionen oder sehr starke innere Felder notwendig, damit das Maximum der Anomalie größeren RT-Werten entspricht. In derartigen Fällen aber, wo die bis jetzt vorliegenden Theorien von Hund, Kramers und anderen nicht mehr anwendbar sind, wird erfahrungsgemäß die Suszeptibilität schon in verhältnismäßig hohen Temperaturen überhaupt temperaturunabhängig.

II. Die Durchführung des magnetokalorischen Verfahrens.

Die Durchführung des magnetokalorischen Verfahrens ist bei Giauque und McDougall wesentlich anders als bei de Haas und Mitarbeitern. Giauque und McDougall verwenden etwa 50 g Gadoliniumsulfat, die sich in einem Feld von 8000 Oersted befinden. Letzteres ist mit einem eisenfreien Elektromagneten hergestellt. Genaue Einzelangaben fehlen bei Giauque und McDougall. Die Temperatur messen sie grundsätzlich in folgender Weise: Um die paramagnetische Substanz herum ist eine Spule gelegt, deren Enden mit einem ballistischen Galvanometer verbunden sind. Die Kurve der ballistischen Ausschläge beim Ausschalten eines bestimmten Feldes ist in Abhängigkeit von der Temperatur experimentell soweit aufgenommen, als die Temperaturmessung mit Hilfe des Dampfdruckes des flüssigen Heliums möglich ist. Unterhalb dieser Temperatur wird die Temperatur etwa durch Extrapolation der Kurve der ballistischen Ausschläge ermittelt, wobei die Extrapolation so erfolgt, daß die Temperatur vermutlich etwas zu hoch geschätzt ist. Die Temperaturmessung mit Hilfe der Suszeptibilität wurde zuerst von Woltjer und Onnes (4) vorgeschlagen.

Die praktischen Ergebnisse, die Giauque und McDougall erzielt haben (12), sind die folgenden: Beim Ausschalten des Feldes von 8000 Oersted sank die Temperatur von 3,4 auf 0,53° abs., von 2,0 auf 0,34° abs. und von 1,5 auf 0,25° abs.

De Haas, Wiersma und Kramers (15, 16, 17) haben bei ihren Versuchen die Temperatur ähnlich wie Giauque und McDougall aus der Änderung der Suszeptibilität der benutzten Substanz selbst ermittelt. Sie arbeiteten aber nicht

wie die letzteren mit Spule und ballistischem Galvanometer, sondern bestimmten die Suszeptibilität direkt durch Messung der im inhomogenen Feld auf die Substanz wirkenden Kraft.

Ist M die Molzahl der Substanz, so ist die auf dieselbe ausgeübte Kraft $K = MV\chi H(dH/dx)$. Hält man H und dH/dx konstant, so ist bei zwei verschiedenen, dem Index 1 und 2 entsprechenden Temperaturen also $K_1/K_2 = V_1\chi_1/V_2\chi_2$. Gehorcht $V\chi$ dem Curieschen Gesetz: $V\chi \cdot T = \text{const}$, so wird also direkt $T_2/T_1 = K_1/K_2$. Ist die Temperaturabhängigkeit von χ komplizierter, so läßt sich in entsprechender Weise aus dem Verhältnis der Kräfte das Verhältnis der Temperaturen ermitteln.

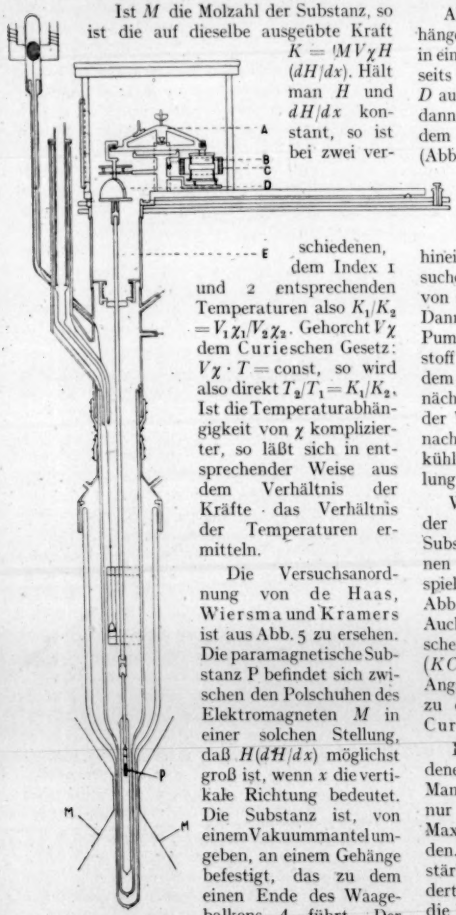


Abb. 5. Meßanordnung von de Haas, Wiersma und Kramers.

Die Versuchsanordnung von de Haas, Wiersma und Kramers ist aus Abb. 5 zu ersehen. Die paramagnetische Substanz P befindet sich zwischen den Polschuhen des Elektromagneten M in einer solchen Stellung, daß $H(dH/dx)$ möglichst groß ist, wenn x die vertikale Richtung bedeutet. Die Substanz ist, von einem Vakuummantel umgeben, an einem Gehänge befestigt, das zu dem einen Ende des Waagebalkens A führt. Der Vakuummantel der Substanz befindet sich in flüssigem Helium von der Ausgangstemperatur, also von etwa 1,3° abs. An dem anderen Ende des Waagebalkens ist eine Spule B befestigt, die mit einer feststehenden Spule C durch ein dünnes Goldband verbunden ist. Durch Einregulierung der Stromstärke in den hintereinander geschalteten Spulen kann das Gleichgewicht hergestellt werden. Die Kraft in Abhängigkeit vom Spulenstrom wurde durch Eichung mit Gewichten bestimmt.

Abb. 6 zeigt eine Ausführungsform der Gehänge. Die Substanz befand sich als feines Pulver in einem dünnwandigen Glasröhrchen, das seinerseits an einem sehr dünnwandigen Glasröhrchen D aufgehängt war. Der dünne Glasstab B führt dann weiter zu einem Verbindungsstück A mit dem langen dünnen Stab E aus Quarzglas (Abb. 5), der zu der Waage führt. Die Glashülle C, die das Gläschen E mit der Substanz umgibt, wurde zunächst möglichst hoch evakuiert, sodann wurde bei Zimmertemperatur Helium von etwa $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg hineingelassen. Bei den letzten Versuchen wurde außerdem Wasserstoff von 20 mm Hg-Druck hinzugegeben. Dann wurde die Glashülle C von der Pumpe abgeschmolzen. Der Wasserstoff bewirkt, daß die Substanz von dem umgebenden flüssigen Helium zunächst sehr rasch abgekühlt wird, bis der Wasserstoff-Dampfdruck zu vernachlässigen ist. Der Rest der Abkühlung erfolgt dann durch Vermittlung der geringen Spur Helium.

Abb. 6. Ausführungsform der Einsätze bei de Haas und Mitarbeitern.

Wie die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität χ der benutzten Substanzen in den tiefsten gemessenen Temperaturen war, zeigt beispielsweise die Abb. 7 für CeF_3 und Abb. 8 für Dysprosiumäthylsulfat. Auch für das schließlich von den Forschern noch benutzte Kalichromalaun $(KCr(SO_4)_2 \cdot 12\,H_2O)$ gehorcht ihrer Angabe nach die Suszeptibilität bis zu den tiefsten Temperaturen dem Curieschen Gesetz.

Die Ergebnisse mit den verschiedenen Substanzen enthält Tabelle III. Man sieht aus ihr, daß für die Versuche nur ganz kleine Substanzmengen, im Maximum bis 0,5 g, verwendet wurden. Die zum Messen benutzte Feldstärke betrug mindestens einige hundert Oersted. Unter der Endkraft ist die Kraft verstanden, die vorhanden ist, wenn die Substanz die Ausgangstemperatur wieder angenommen hatte. Letztere ist von den Forschern nicht genau angegeben, betrug aber wohl etwa 1,3° abs.

Abb. 9 gibt schließlich den Verlauf eines einzelnen Versuches mit Ceriumäthylsulfat wieder. Zur Zeit Null wurde das Magnetfeld möglichst

rasch bis auf den zur Messung der Kraft erforderlichen Betrag erniedrigt. Man sieht, daß die dann sofort gemessene größte Kraft sehr schnell absinkt. Nach 2 Minuten ist etwa nur noch die halbe Kraft vorhanden, also die Temperatur

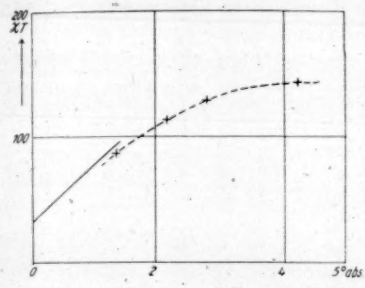


Abb. 7. Suszeptibilität von CeF_3 nach de Haas, Wiersma und Kramers.

schon wieder auf etwa das Doppelte angestiegen. Nach etwa 8 Minuten ist schon fast die der Ausgangstemperatur entsprechende Kraft erreicht. Der Grund für den schnellen Abfall der Kraft

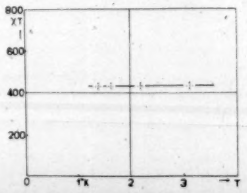


Abb. 8. Suszeptibilität von Dysprosiumäthylsulfat nach de Haas, Wiersma und Kramers.

liegt nach Meinung der Forscher in folgendem: Erstens findet sofort nach der Abkühlung der Substanz eine Wärmeübertragung von der sie umgebenden Hülle aus statt. Ob dieselbe aus Glas oder Metall war, machte keinen wesentlichen Unterschied, wonach die spezifische Wärme

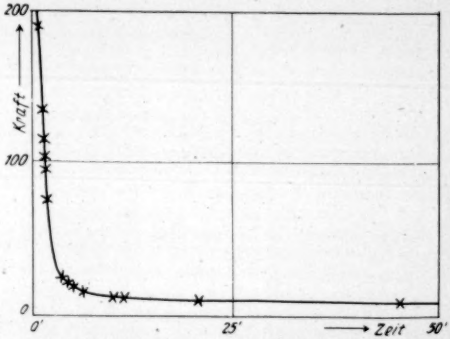


Abb. 9. Verlauf eines Demagnetisierungsversuches.

beider Substanzen in den tiefsten Temperaturen nicht wesentlich voneinander verschieden ist. Zweitens kondensieren die geringen Spuren Helium, die in dem Vakuummantel noch vorhanden sind, an dem inneren abgekühlten Röhrchen bei den erreichten tiefsten Temperaturen, wobei ebenfalls eine Wärmezufuhr zu der abgekühlten Substanz erfolgt. Schließlich erwärmt sich die Substanz allmählich weiter durch Wärmezufuhr längs des Glasröhrchens, an dem sie befestigt ist, und durch die allmählich höheren Druck annehmenden Heliumgasreste in dem Vakuummantel. Die Forscher hoffen, daß es gerade mit Hilfe des Kalichromalauns möglich sein wird, die Methode weiter auszubauen. Diese Substanz ist billig, so daß größere Mengen leicht verwendet werden können. Sie hat ein großes magnetisches Moment, so daß verhältnismäßig niedrige Feldstärken zur Sättigung genügen, und sie kristallisiert regulär. Letzteres ist günstig, weil es bei regulär kristallisierenden Substanzen gleichgültig ist, wie die Kristallachse im Magnetfeld steht. De Haas und Mitarbeiter weisen aber darauf hin, daß vermutlich die Wärmeübertragung zwischen der Substanz und etwa mit abzukühlenden Versuchsapparaten wegen des außerordentlich hohen Vakuums auf Schwierigkeiten stoßen wird. Natürlich kann außerdem,

Tabelle III.

Substanz	Gewicht der Probe in mg	Anfangsfeld	Endfeld zum Messen der Kraft	Anfangskraft nach Demagnetisierung	Endkraft nach Temperaturausgleich	Tiefste Temperatur
CeF_3	50	27600	4500	295,4	114,5	0,27
CeF_3	90,4[5]	27600	2250	41,1	11,9	0,19
CeF_3	505	27600	850	167,1	35,7	0,13
Dy-äth.-sulf.	68,2	19500	200	87,6	9,2	0,15
Dy-äth.-sulf.	68,2	19500	350	344,4	29,3	0,12
Ce-äth.-sulf.	183	27600	850	162,8	12,8	0,10[5]
Ce-äth.-sulf.	183	27600	850	190,5	12,8	0,08[5]
K-Chromalaun	336,7	19500	350	513	20,5	0,05

wenn Versuchsapparate mit abgekühlt werden, die ohne sie erzielte tiefste Temperatur nicht erreicht werden. Schließlich ist die Temperaturmessung wegen der Extrapolation der χ-T-Kurven mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Im ersten Teil wurde ja gezeigt, daß χ vermutlich bei allen Substanzen bei $T = 0$ konstant wird. Aber der Verlauf in der Nähe von $T = 0$ ist unsicher, wenn auch die Extrapolation von de Haas und Mitarbeitern vermutlich zu ungünstig ist, also zu hohe Temperaturen liefert. De Haas und Mitarbeiter (15) weisen ferner selbst darauf hin, daß die Temperaturbestimmung völlig unsicher wird, falls etwa die verwendete Substanz in den tiefsten Temperaturen ferromagnetisch werden sollte.

Daß Ferromagnetismus in sehr tiefen Temperaturen zufolge magnetischer Wechselwirkung der Elementarmagnete erwartet werden kann, weist Debye in einer in den Leipziger Akademieberichten erscheinenden Arbeit nach, die mir im Manuskript zugänglich zu machen, er die Freundlichkeit hatte.

Literaturverzeichnis.

1) P. Langevin, Journ. d. Chim. phys. (8) **5**, 70, 1904.
2) P. Weiß und A. Piccard, Compt. Rend. **166**, 352, 1918; P. Weiß, Journ. d. Phys. (6) **2**, 161, 1921.
3) W. Meißner, Zeitschr. d. VDI. **65**, 845 und 876, 1922.
4) H. R. Woltjer und H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 167c, 1923.
5) P. Debye, Ann. d. Phys. (4) **81**, 1154, 1926.
6) W. F. Giauque, Journ. Am. Chem. Soc. **49**, 1864 und 1870, 1927.
7) H. A. Kramers, Proc. Amst. **33** II, 959, 1930.
8) C. J. Gorter und W. J. de Haas, Comm. Leiden Nr. 218b, 1931.
9) W. F. Giauque und C. W. Clark, Journ. Amer. Chem. Soc. **54**, 3135, 1932.
10) N. Kürti und F. Simon, Naturw. **21**, 178, 1933.
11) N. Kürti, Zeitschr. f. Phys. Chem. **20**, 305, 1933.
12) W. F. Giauque und D. P. McDougall, Phys. Rev. **43**, 768, 1933; **44**, 235, 1933.
13) W. J. de Haas, J. v. d. Handel und C. J. Gorter, Phys. Rev. (2) **43**, 81, 1933.
14) H. A. Kramers, Comm. Leiden Suppl. Nr. 68c; Leipziger Vorträge, Hirzel, Leipzig, 1933, S. 43.
15) W. J. de Haas, E. C. Wiersma und H. A. Kramers, Physica **13**, 175, 1933; Nature **131**, 719, 1933; Naturw. **21**, 467, 1933.
16) W. J. de Haas, Nature **132**, 372, 1933; Naturw. **21**, 732, 1933.
17) W. J. de Haas, E. C. Wiersma und H. A. Kramers, Physica **1**, 1, 1933.

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 28. Februar 1934.)

ZUSCHRIFTEN.

Über die Wärmeausdehnung des Reinbakelits.

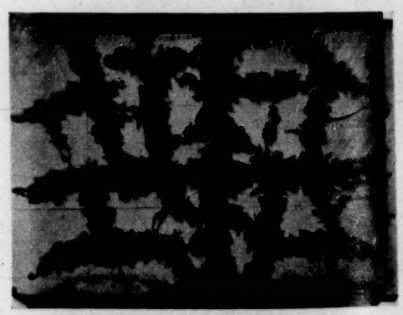
Von Ulrich Retzow.

Als man vor einiger Zeit die bekannte, verhältnismäßig starke Doppelbrechung des Reinbakelits für spannungsoptische Messungen auszunutzen suchte, mußte man die Feststellung machen, daß zwar die mechanische Beanspruchung des Materials durch die Interferenzlinien recht gut zum Ausdruck kommt, die praktische Auswertung dieses Verfahrens aber bei Verwendung von Bakelit durch den Umstand gehindert wird, daß die auftretenden Interferenzlinien nicht unabhängig von der Zeit sind, sondern gewisse Wanderungen zeigen. Diese Tatsache wird durch innere Spannungen des Materials erklärt, die sich im Laufe der Zeit auslösen und zu den Verlagerungen führen[1]).

Einen kleinen Beitrag zu dieser Frage der inneren Spannungen des Reinbakelits sollen an Hand der beigefügten Abbildung die nachfolgenden kurzen Angaben geben.

Von einem größeren Stück dieses Materials wurde ein Teil für die Herstellung eines technischen Apparates verwendet zur offensichtlichen Darstellung des inneren Aufbaues dieses Gerätes; die Formgebung selbst geschah durch Herausarbeiten aus dem Vollen.

Nun zeigte sich aber schon nach einiger Zeit, daß sowohl das gefertigte Formstück wie auch der verbliebene Rest des Ausgangsmaterials von einer Anzahl zunächst feiner Risse durchzogen waren, die ihren Ausgang von den scharfen Kanten nahmen. Das weitere Fortschreiten dieser Zerstörungen ist auf der beigefügten Abbildung deutlich zu erkennen, das den Stand nach ungefähr



vierjähriger Lagerung darstellt. Von diesem Reststück wurden von der damals noch rissefreien Seite Probestäbe entnommen zur Bestimmung der linearen Wärmeausdehnung, die mit dem Apparat von Leman-Werner den auffallend hohen Betrag von $\beta \cdot 10^6 = 115$ in dem Bereich von 22–67° C ergaben. Dadurch erklärt sich ohne weiteres die große Neigung des Reinbakelits zur Ausbildung innerer Spannungen.

1) E. Coker und L. Filon, Abhandlungen über Photoelastizität (Buch). – G. Mesmer, Spannungsoptische Untersuchungen der Spannungszustände in Seitenwänden von Eisenbahnwagen. Zeitschr. Ver. Deutsch. Ing. 1930 S. 284.

BESPRECHUNGEN.

K. F. Bonhoeffer und P. Harteck, Grundlagen der Photochemie. Bd. I der Sammlung „Die chemische Reaktion". Herausgegeben von H. Mark und M. Polanyi. Dresden und Leipzig 1933. Theodor Steinkopff. 296 S. Mit 73 Abb. und 30 Tabellen. RM 24.–, geb. RM 25.–.

Die Verfasser der kleinen, sehr inhaltsreichen Monographie betonen im Vorwort mit Recht, daß sich die Photochemie jetzt in einem Entwicklungsstadium befindet, in dem ihre Prinzipien endgültig geklärt zu sein scheinen und für ihre Anwendung ein weites Betätigungsfeld besteht. Dieses Gebiet muß der Chemiker bebauen, und für ihn ist das Buch in erster Linie geschrieben.

Die enge Verknüpfung von Chemie und moderner Physik in der wissenschaftlichen Photochemie wird von den Verfassern in sehr anschaulicher Weise zum Ausdruck gebracht. Hierdurch bietet das Buch dem Chemiker erheblich mehr als sein Titel sagt, und es zeigt ihm, wie die Begriffe gewonnen wurden, auf denen nach den herrschenden Ansichten der Mechanismus einer jeden chemischen Reaktion beruht. Denn historisch geht das heute selbstverständliche Operieren mit freien Atomen und Radikalen in kürzeren oder längeren Reaktionsfolgen und -ketten zur Deutung einer chemischen Reaktion auf die klassische photochemische Untersuchung der Jodwasserstoff-Zersetzung durch E. Warburg zurück. Aus dieser entwickelten sich dann zahlreiche interessante Versuche über das Verhalten freier Atome, das dem älteren Chemiker vollkommen unbekannt war und über das wir heute fast mehr wissen als über die Reaktionen gewöhnlicher Moleküle. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß den freien Atomen in dem Buch ein besonderer Abschnitt (III, C) gewidmet wurde.

Die physikalischen Chemiker und die experimentell arbeitenden Photochemiker werden den Verfassern sehr dankbar für das Hauptkapitel des Buches (II) über den photochemischen Primärprozeß sein. Sie erfahren in klarer und fesselnder Form das chemisch wichtige aus der Spektroskopie der Moleküle, die große Bedeutung der diskreten und der für sie besonders wichtigen kontinuierlichen Spektren, die chemischen Ergebnisse zahlreicher neuerer spektroskopischer Messungen, die der Nichtphysiker nur schwierig aus der umfangreichen Literatur herausarbeiten könnte. Die photochemisch wichtigen Stoffe werden dann noch in einem besonderen Abschnitt (II, B) behandelt. Die Absorption der Strahlung durch sie leitet in den bekannten und wahrscheinlich auch in noch unbekannten photochemischen Reaktionen das eigentliche chemische Geschehen ein, und die Angaben der Verfasser machen es jetzt auch dem weniger geübten Forscher leicht, den Mechanismus für eine vollständige photochemische Reaktion aufzustellen, der schließlich zum analytisch faßbaren Endprodukt führt. Die Wege, die bei diesen Überlegungen, besonders nach dem Vorbild von Bodenstein und seiner Schule, zu beschreiten sind, werden in dem III. und IV. Kapitel an einigen gut ausgewählten Beispielen gezeigt.

Dem Physiker und Spektroskopiker wird das Buch sehr viel Anregungen bei der Ausführung und Deutung seiner Messungen geben, da es ihn immer und immer wieder auf die lebensnahe Beziehung seiner spektrophotographischen Aufnahmen und Berechnungen zu chemischen Elementarprozessen hinweist.

Man kann die beiden Verfasser dazu beglückwünschen, daß sie das gesteckte Ziel restlos auf so engem Raum erreicht haben und kann dem Buch trotz der schnellen Weiterentwicklung der Photochemie für lange Zeit unveränderte Aktualität voraussagen. F. Weigert.

E. Fischer, Einführung in die physikalische Chemie. Mit einem Abschnitt „Galvanische Ketten" von K. Weber. Mathem.-physikal. Bibliothek. Reihe II. Band 1. 8°. IV und 120 S. Mit 24 Abb. Leipzig und Berlin 1933. B. G. Teubner. Geb. RM 3.—.

Der Verlag eröffnet mit der kleinen Schrift eine neue Sammlung von leichtverständlichen, lehrbuchmäßigen Darstellungen aus der Mathematik und den exakten Naturwissenschaften, in denen alle Gebiete behandelt werden sollen, die den Lehrstoff der oberen Klassen höherer Schulen und der einführenden Vorlesungen an Hochschulen ausmachen. Der vorliegende Band setzt eine elementare Kenntnis der Chemie und ein wenig Physik voraus und behandelt die Aggregatzustände, die wichtigsten Eigenschaften von Lösungen; Gesetzmäßigkeiten bei chemischen Reaktionen (Massenwirkungsgesetz; klassische Dissoziationslehre), Elektrochemie (Lösungstension; Spannungsreihe). Als sehr glücklich muß die grundsätzliche Anwendung der kinetischen Betrachtungsweise bezeichnet werden. Ganz abgesehen von der inneren Einheitlichkeit der Darstellung, wird dadurch der oft so spröde Stoff zu einem anschaulichen und anregenden Gegenstand. Dabei wird der vorläufige Charakter jeder Theorie schon durch die methodische, vom Einfachen zum Komplizierteren fortschreitende Darbietung deutlich, gelegentlich noch besonders betont. Der Verfasser hat auch Wert darauf gelegt, nur solche Tatsachen zu behandeln, die sich mit schulmäßigen Mitteln im Versuch zeigen lassen. Höhere Mathematik wird nicht verwendet; einzelne Beispiele sind aber gründlich durchgerechnet. Am Schluß jedes Abschnittes finden sich Aufgaben von grundsätzlicher Bedeutung, die der Vertiefung dienen.

Man darf wohl sagen, daß das kleine Buch seiner Bestimmung durchaus dienen kann; darum sei es Schülern und jungen Studierenden bestens empfohlen. Im übrigen kann auch der Lehrer manche Anregung daraus entnehmen. E. Nies.

Jahrbuch des Forschungsinstituts der AEG. 3. Band, 1931—1932.

Der dritte Band des Jahrbuchs, die Jahre 1931 und 1932 zusammenfassend, gibt dank der sorgfältigen Bearbeitung durch C. Ramsauer und seine Mitarbeiter einen erschöpfenden Überblick über die wissenschaftliche Tätigkeit des Forschungsinstituts der AEG. Abweichend von den früheren

Bänden ist von einem vollständigen Abdruck bereits anderweitig veröffentlichter Arbeiten abgesehen worden. Die verschiedenen Beiträge geben vielmehr eine Zusammenfassung dessen, was auf dem entsprechenden Gebiete im Verlaufe der beiden letzten Jahre im Forschungslaboratorium geleistet worden ist. Diese Neuerung ist sehr zu begrüßen und wird dem Werke sicher viele neue Freunde zuführen.

Daß im Forschungslabor der AEG. eine große Menge wertvollster wissenschaftlicher Arbeit geleistet wird, geht schon aus der großen Zahl der Veröffentlichungen in unseren Fachzeitschriften hervor; das vorliegende Jahrbuch bringt dies erneut zum Bewußtsein. So möge besonders erinnert werden an die schönen Versuche von Brüche über Elektronenoptik (Abschnitt V), an die Polarisations- und anderen Beugungsversuche mit Elektronenstrahlen von Rupp (VI), an die Untersuchungen des Wirkungsquerschnittes gegenüber langsamen Elektronen und langsamen Protonen von Ramsauer-Kollath (VII). Die übrigen Beiträge stehen mit der Technik oder Praxis in etwas engerer Verbindung: Tonfilmverfahren der AEG. (Hehlgans), Kleinzeitforschung (Ende), Entladungsgefäße (Laub, Glaser), Ionentherapie (Auerbach), Stoffphysik (Dahl, Pfaffenberger), Nitrobenzolkerrzelle (Hehlgans), lichtelektrische Alkalizellen (Kluge). Ein Verzeichnis der Veröffentlichungen erleichtert das Auffinden der Originalarbeiten. Da es sich ja hier um Fragenkomplexe handelt, die noch in der Entwicklung stehen, so vermittelt dieses Werk nicht nur eine Fülle von Tatsachen, sondern auch mancherlei Anregungen, und es ist nur zu hoffen, daß es der AEG. auch weiterhin möglich sein wird, ihr Forschungsinstitut in gleicher Weise weiterarbeiten zu lassen.

H. S.

V. F. Lenzen, The Nature of Physical Theory. 8°. XII und 301 S. New York 1931. J. Wiley & Sons. Geb. 21 s 6 d.

Dieses Buch enthält eine systematisch geordnete Übersicht über das Gesamtgebiet der theoretischen Physik. Den Verfasser leitet dabei neben dem physikalischen ein philosophisches Interesse. Es ist offensichtlich sein Bestreben gewesen, die physikalische Begriffsbildung bis zu den einfachsten Gegebenheiten zurückzuverfolgen; und von diesen ausgehend führt er einen geschlossenen Aufbau der Theorie bis zu den Grundaussagen der einzelnen Disziplinen durch. Nach einleitenden Kapiteln über die Begriffe der physikalischen Realität und des A priori, der Quantität, des Raumes und der Zeit folgt eine Darstellung der einzelnen Zweige der klassischen Physik (Kinematik, Dynamik, Elektrodynamik, Thermodynamik), der drei bisher in der Physik versuchten einheitlichen Systeme der Naturauffassung, nämlich der mechanischen, der elektrodynamischen und der geometrischen (allgemeine Relativitätstheorie) und endlich der Quantentheorie, die als Beginn einer symbolischen Naturauffassung bezeichnet wird. Den Schluß bildet ein Abschnitt über die Begriffe der Substanz und der Kausalität.

Die rein physikalischen Kapitel sollen natürlich inhaltlich nichts wesentlich Neues bringen; wegen ihrer verständlichen und übersichtlichen Darstellungsart wird sie etwa ein Student, der sich die Theorien der Physik im Zusammenhang vergegenwärtigen will, mit Gewinn lesen können. Dagegen wirken die erkenntnistheoretischen Teile in Aufbau und Inhalt etwas formal. Der Verfasser sucht offenbar den Einwänden vieler Wissenschaftler gegen die Philosophie und ihre Spekulationen durch größtmögliche Selbstbeschränkung die Spitze abzubrechen. Er verweist alle Diskussionen über metaphysische Fragen — als deren Repräsentant das Problem der objektiven Realität der physischen Welt auftritt — aus dem Rahmen seiner Untersuchung. Er gewinnt dadurch eine gewisse Unabhängigkeit von philosophischen Streitpunkten und vermeidet müheloser, als es sonst oft in philosophischen Untersuchungen der Fall ist, Widersprüche gegen Ergebnisse der Physik. Aber dafür werden seine Sätze doch oft allzu unbestreitbar und ungefährlich, um einen Physiker noch so leicht von der Notwendigkeit einer Disziplin „Erkenntnistheorie" zu überzeugen, die dazu da ist, diese Sätze auszusprechen. Wenn beispielsweise eine erkenntnistheoretische Auffassung, die an Beispielen der klassischen Physik entwickelt wurde, sich scheinbar ohne jede Schwierigkeit auch mit allen neuen theoretischen Ergebnissen vereinbaren läßt, so kann der Physiker schwer das Gefühl unterdrücken, daß hier mit dem Eingehen auf die Eigentümlichkeiten unserer Naturerkenntnis gar nicht genügend Ernst gemacht worden sei; man ist versucht, an das Wort von dem neuen Wein zu erinnern, den man nicht in alte Schläuche fassen soll, um nicht den Wein mitsamt den Schläuchen zu verlieren.

Die genannten Eigenschaften machen es schwer, den Standpunkt des Verfassers durch Anführung charakteristischer Behauptungen zu illustrieren. Er sucht das Zusammenspiel apriorischer und empirischer Elemente in der Naturerkenntnis durch den Begriff eines „fließenden A priori" zu beschreiben. Im übrigen führt er einen nicht prinzipiellen, aber methodischen Positivismus durch. Er gibt eine stark an Mach erinnernde Theorie, in der z. B. ein „Ding" als „Klasse ähnlicher vergangener und gegenwärtiger Aspekte" definiert wird, und die dort, wo sie an die konkreten Aussagen der Wissenschaft Anschluß gewinnt, vielleicht am ehesten als eine geordnete Aufzählung der wichtigsten in der Physik üblichen Wortverbindungen bezeichnet werden könnte. Als solche bietet sie dann eine solide Basis für die Darstellung der physikalischen Theorien.

C. F. v. Weizsäcker.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Lemberg Dr. Antoni Szayna für Chemie, insbesondere Endultheologie.

Ernannt: Zu Honorarprofessoren an der Technischen Hochschule Berlin, Oberregierungsrat Dr. Kölzer für Wetterkunde, Dr. Alfons Kraichgauer für Akustik und Dr. Gustav Schweikert für theoretische Physik.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für Geometrie an der Eidgenössischen Hochschule in Zürich Dr. Carl Friedrich Geiser.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.